

Physikalische Berichte

Fortsetzung der „Fortschritte der Physik“ und des „Halbmonatlichen
Literaturverzeichnisses“ sowie der „Beiblätter zu den Annalen der Physik“
gemeinsam herausgegeben von der

Deutschen Physikalischen Gesellschaft
und der
Deutschen Gesellschaft für technische Physik
unter der Redaktion von Karl Scheel

Jahrgang

1. Dezember 1923

Nr. 23

1. Allgemeines.

Grimsehl. Lehrbuch der Physik zum Gebrauche beim Unterricht, bei
ademischen Vorlesungen und zum Selbststudium. In zwei Bänden. Erster
d: Mechanik, Wärmelehre, Akustik und Optik. 6. Aufl., herausgegeben von W. Hillers
er Mitarbeit von H. Starke. Mit 1090 Figuren im Text und zehn Figuren auf zwei
oigen Tafeln. XII und 1142 S. Berlin und Leipzig, Verlag von B. G. Teubner, 1923.
er die fünfte Auflage vgl. diese Ber. 3, 545, 1922. In der neuen Auflage ist
erungs- und Erweiterungswünschen in größerem Maßstabe Rechnung getragen
den, so daß der Umfang um sechs Bogen vermehrt ist. SCHEEL.

Hur Haas. Einführung in die theoretische Physik. Mit besonderer Be-
nsichtigung ihrer modernen Probleme. Erster Band. Mit 58 Abbildungen im
t. Dritte und vierte, völlig umgearbeitete und vermehrte Auflage, X und 307 S.
in und Leipzig, Walter de Gruyter & Co., 1923. Inhalt: Erster Teil: Mechanik,
et allgemeiner Theorie der Vektorfelder, der Schwingungen und der Potentiale.
Die Bewegung des Massenpunktes; 2. Die allgemeinen Prinzipien der Mechanik;
Die Bewegung starrer Körper; 4. Allgemeine Theorie der Vektorfelder; 5. All-
eine Theorie der Schwingungen und der Welle; 6. Die Bewegung deformierbarer
er; 7. Potentialtheorie. — Zweiter Teil: Theorie des elektromagnetischen Feldes
des Lichtes. 8. Elektrizität und Magnetismus; 9. Die Maxwell'sche Theorie
elektromagnetischen Feldes; 10. Theorie des Lichtes. — Anhang. SCHEEL.

Wien. Goethe und die Physik. Vortrag, gehalten in der Münchener Universität
9. Mai 1923. 39 S. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1923. SCHEEL.

Rohr. Heinrich Erfle als technischer Optiker. Eine Gedächtnisrede,
alten am 17. April 1923. ZS. f. techn. Phys. 4, 289—291, 1923, Nr. 9.

Le Blanc. Wilhelm Ostwald zum 70. Geburtstage. ZS. f. Elektrochem. 29,
—342, 1923, Nr. 8 (15/16).

Ste A. Arrhenius. Ostwalds Arbeit in der chemischen Verwandtschafts-
e. Naturwissensch. 11, 729—731, 1923, Nr. 35.

reundlich. Wilhelm Ostwald zum siebzigsten Geburtstag (am 2. Sep-
tember 1923). Naturwissensch. 11, 731—732, 1923, Nr. 35. SCHEEL.

ysikalische Berichte. 1923.

Alfred Holt. Sir Ernest Rutherford. Nature **112**, 398—399, 1923, Nr. 2811.

Ludwig Schiller. Hermann Scholl †. ZS. f. techn. Phys. **4**, 291—292, 1923, Nr. 2812.

Otto Wiener. Hermann Scholl †. Phys. ZS. **24**, 329—334, 1923, Nr. 16.

A. Rotth. Wilhelm Siemens (geboren 4. April 1823 — gestorben 19. November 1883). Siemens ZS. **3**, 149—160, 1923, Nr. 4.

M. v. Rohr. Die Entwicklung der Brille. X. Naturwissensch. **11**, 249—252, Nr. 18. [S. 1498.]

SCH

HOR

F. Hüneke. Höhere Mathematik. Zweiter Teil. Integralrechnung. 2. Aufl. Mit 73 Figuren im Text. III und 182 S. Leipzig, Verlag von Johann Ambrosius Barth, 1923 (Breitensteins Repetitorien Nr. 59a). Inhalt: 1. Das Integral; 2. Integralmethoden; 3. Integration wichtiger Integrale; 4. Das Doppelintegral; 5. Differenzialgleichungen. — Anwendungen auf Geometrie, Mechanik und Festigkeitslehre, Wärmelehre, Elektrotechnik.

SCH

H. T. Flint. A Generalized Vector Analysis of Four Dimensions. Proc. Soc. London (A) **103**, 644—663, 1923, Nr. 723.

P. A. MacMahon. On a Class of Transcendents of which the Bessel Functions are a Particular Case. Proc. Roy. Soc. London (A) **104**, 39—47, 1923, Nr. 724.

SCH

Stress Recorder. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) **59**, 35 E—36 E, 1923, Nr. 1418. [S. 1418.]

BEE

A. P. Mathews. The reduction of all physical dimensions to those of space and time. Journ. Washington Acad. **13**, 195—210, 1923, Nr. 10. Verf. versucht physikalischen Dimensionen durch Länge (L_1), Fläche (L_2), Raum (L_3) und Zeit — also unter Umgehung der Masse — auszudrücken; eine fünfte Dimension, psychologischen Faktor (P), hofft er später ebenfalls in (L) und (T) schreiben zu können. — Es ergeben sich hauptsächlich folgende Dimensionen: Elektrizitätsquellen (e) = L^3 ; Magnetfluß (M^1) = $\frac{L^3}{T}$; Masse (M) = L^3 ; die Ätherkonstanten: magnetische Permeabilität (μ) = 1, Dielektrizitätskonstante (K) = $\frac{T^2}{L^2}$, Gravitationspermeabilität (g) = T^2 (g sei für $H = 1,008$ geringer als für die anderen Elemente, welche „ganzzahlig seien); Energie (ϵ) = Temp. (Θ) = $\frac{L^5}{T^2}$. Schließlich wird die Zeit (T) betrachtet, wodurch folgende weitere Vereinfachungen eintreten: L : Länge, T : Zeit, S : Strom, Selbstinduktionkoeffizient, Kapazität usw. L^2 : Fläche, Elektrizitätsquellen, Magnetpol, Kraft, Gravitationspermeabilität. L^3 : Volumen, Masse, Energie, Temperatur. L^4 : h (erg/sec). L^5 : Trägheitsmoment. Weitere Veröffentlichungen werden in Aussicht gestellt.

P. MIC

E. C. Peck. The Advantages of unilateral tolerances. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) **58**, 703—705, 1923, Nr. 19. Bereits berichtet nach der Veröffentlichung der Amer. Ausgabe **58**, 703, 1923. Vgl. diese Ber. S. 907.

BEE

Wm. S. Rowell. Caliper the Tenth Part of One Thousand of an Inch. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) **58**, 707, 1923, Nr. 19. Bereits berichtet nach der Veröffentlichung in der Amer. Ausgabe **58**, 707, 1923. Vgl. diese Ber. S. 907.

BEE

Wile Buckingham. Unilateral or Bilateral Tolerances. Amer. Mach. (Amer. Ausgabe) 59, 516, 1923, Nr. 9. Die Toleranzfrage ist schon sehr alt; selbst die Bibel ist wiederholt auf die Benutzung von richtigem Maß und Gewicht hin. Einseitige Toleranz ist meist einfacher und wirtschaftlicher. Bei Packungen z. B. ist der Verkäufer, falls nur Plustoleranzen zulässig sind, auf jeden Fall gezwungen, das richtige Gewicht zu geben. Da er unnötige Zugaben zu vermeiden suchen wird, wird er die Toleranz von selbst möglichst klein gehalten. BERNDT.

Winstone Taylor. Inspection Methods in a Steel-Ball Factory. Amer. Mach. (Amer. Ausgabe) 59, 398, 1923, Nr. 11. Bei der Untersuchung der gehärteten Stahlkugeln muß man sich vorwiegend auf das Auge verlassen. Es können auch weiche Kugeln dadurch ermittelt werden, da sie sich durch einen bräunlichen Schleier abgrenzen. Im Meßraum (mit konstanter Temperatur) werden die Kugeln durch einen in einer Normalkugel eingestellten Lehrring geprüft, wobei eine Genauigkeit von 0.4 Zoll (also $2,5 \mu$) gewährleistet wird. Durch das Gefühl beim Durchdrücken der Kugeln kann man unterscheiden, ob sie innerhalb der Toleranz sind. Durch weitere Apparate werden die Kugeln in acht Klassen eingeteilt, so daß der Unterschied zweier Kugeln $2 \cdot 10^{-5}$ Zoll ($0,5 \mu$) beträgt. Die zu großen und zu kleinen Kugeln werden durch zwei andere Lehrringe geprüft und dann auch ihrerseits wieder in je acht Klassen eingeteilt. BERNDT.

Albert A. Dowd and Frank W. Curtis. Tool Engineering. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 59, 135—137, 179—181, 1923, Nr. 4 und 5. Bereits berichtet nach den Veröffentlichungen in der Amer. Ausgabe 59, 135 und 179, 1923, Nr. 4 und 5. Vgl. diese Seite S. 1268. BERNDT.

Albert A. Dowd and Frank W. Curtis. Tool Engineering. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 58, 689—693, 1923, Nr. 19. Enthält einige allgemeine Angaben über Lehren und ihren Gebrauch; sie werden eingeteilt in Arbeits-, Revisions- und Fabrik-Urlehren (reference gauges), die nur zum Vergleich der beiden ersten dienen. Angeblich dienen (der Abnutzung wegen) nachstellbare Lehren und solche mit Fühlhebel bestimmt. Auch das Rohmaterial soll durch Lehren geprüft werden; eine Kontrolle nach jedem Arbeitsgang zu erfolgen. Setzt man die Abnutzung bei Gewinden gleich 1, so beträgt sie unter sonst gleichen Umständen bei Kaliberdornen $1/6$, bei Rachenlehren $1/25$, ist sie ferner bei Aluminium gleich 1, so bei Gußeisen $1/2$, bei Stahl $1/5$. Es werden dann einige Ausführungsformen von Urlehren, Kaliberdornen und ihren Griffen, sowie Kegellehren beschrieben. BERNDT.

Albert A. Dowd and Frank W. Curtis. Tool Engineering. Amer. Mach. (Amer. Ausgabe) 59, 405—407, 1923, Nr. 11. Um zu prüfen, ob der größte Durchmesser bei runden Bohrungen innerhalb der Toleranz ist, wird nach Prüfung der Verjüngung ein Kegel eingeführt, der einen mit Gewinde versehenen zylindrischen Fortsatz hat. In diesem wird ein Ring bis zur Anlage an das Werkstück geschraubt und dann in Stellung an einer Teilung abgelesen. Zum Messen der Tiefe von Keilnuten wird ein zonischer Dorn benutzt, der mit einem in die Nut hineinragenden Hebel versehen ist. Ferner wird eine Vorrichtung beschrieben, welche die Lage einer Keilnut in einer auf eine andere Bohrung zu bestimmen gestattet. — Um festzustellen, wie zwei Räder zusammen laufen, wird das eine festgeklemmt und das andere bis zur Anspannung die rechte und linke Zahnflanke gedreht. Der Betrag der Drehung wird mit einem Doppelhebel gemessen. BERNDT.

Measuring Screw Threads. Mach. 30, Einlage (Machinery's Data Sheets No. 18), hinter S. 16, 1923, Nr. 1. Es werden die Formeln für die Ablesungen mit dem Mikrometer bei der Dreidrahtmethode für USSt-, Whitworth-, BA-, Löwenh., und scharfes V-Gewinde angegeben. Ferner werden die Formeln (und in einer Tabelle die Werte bei USSt- und Whitworth-Gewinde) für den brauchbaren kleinsten und größten Drahtdurchmesser sowie für den Fall der Berührung in der Mitte der Flanken angegeben. (Anm. d. Ref.: Darauf, daß nur der letztere einwandfreie Ergebnisse liefert, ist nicht hingewiesen.)

BER

Ralph E. Flanders. The New Screw Thread Standard. I. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 59, 167—169, 1923, Nr. 5. Bereits berichtet nach der Veröffentlichung in der Amer. Ausgabe 59, 167, 1923. Vgl. diese Ber. S. 1267.

BER

Ralph E. Flanders. The New Screw Thread Standard. II. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 59, 327—328, 1923, Nr. 9. Es werden die Festsetzungen für das Profil des Spitzenspiel [American (National) Form of Thread] wiedergegeben, das bereits in anderen Veröffentlichungen bekannt ist. Das dabei eingeführte Spitzenspiel ist eigentlich weiter nichts als die Festsetzung einer lange geübten Praxis. Es werden die sich daraus ergebenden Vorteile erläutert.

BER

Ralph E. Flanders. The New Screw Thread Standard. III. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 59, 441—442, 1923, Nr. 12. Es wird die vom amerikanischen Normenausschuß aufgestellte Grob- und Feinreihe und ihr Zusammenhang mit den früheren Reihen (USSt-, ASME-, SAE-Reihe) besprochen.

BER

Charles L. Burns. Modern Methods of Thread Measurement. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 59, 217—219, 1923, Nr. 6. Bereits berichtet nach der Veröffentlichung in der Amer. Ausgabe 59, 217, 1923. Vgl. diese Ber. S. 1268.

BER

Axel C. Wickman and E. C. Peck. Allowing for Gage Wear. Amer. Mach. 739—740, 1923, Nr. 20. In Amer. Mach. 56, 953, 1922 (siehe diese Ber. 3, 1102, 1922) war eine Kontroverse zwischen Dumas und Peck darüber gewesen, ob die Herstellungsgenauigkeit und die Abnutzung der Lehren in die Toleranz der Werkstücke einzuschließen sei (Peck) oder ob sie dazu hinzukomme (Dumas). Wickmann erläutert dies für ein Aneinander-Vorbeireden, es kommt nämlich nur darauf an, wie man die Toleranz der Werkstücke ansetzt; nach der Methode von Peck kann sie einfach so groß gewählt werden, daß die Herstellungsgenauigkeit und die Abnutzung der Lehre größer als bei der Methode von Dumas gewählt werden. Peck schließt sich dem nicht an, indem er verneint, daß die durch Urlehren dargestellten Werkstücktoleranzen niemals, auch nicht durch die Ungenauigkeit und die Abnutzung der Lehren überschritten werden; das kann nur seine Methode zu einem wirklichen Austauschbau führen. (Anm. d. Ref.: Auch Urlehren nie fehlerfrei sind und ferner die Gefahr ihrer Änderung vorliegt, wenn man Toleranzen nur durch Zahlen festlegen; darum ist der Streit zwischen Dumas und Peck tatsächlich ohne Bedeutung.)

BER

2. Allgemeine Grundlagen der Physik.

H. Meerburg. De potentiaal in een punt buiten een geladen bol. *Physica* 38—89, 1923, Nr. 3. Es wird eine elementare Ableitung des Ausdrucks für das Potential einer gleichförmig geladenen Kugelfläche gegeben, ausgehend von dem Satze, die Ladung eines jeden Ringes, der durch zwei konzentrische Kugeln, mit dem Punkt als Mittelpunkt, aus der Kugel herausgeschnitten wird, zum Potential gleich beiträgt, wenn die Differenz (Δ) der Radien dieser Kugeln konstant ist. Es seien Flächendichten der Ladungen δ , der Kugelradius r , die Entfernung des Aufktes vom Mittelpunkt R , die Entfernung eines Punktes der Ringfläche vom Aufk q : dann ist die Ladung des Ringes (dessen Höhe h sei) $2\pi rh\delta$ und ihr Beitrag Potential $\frac{2\pi rh}{q} \cdot \delta$. Aus einer einfachen geometrischen Betrachtung folgt, daß $\frac{\Delta}{R} = \text{const}$. Das Potential der Kugel $V = \sum \frac{2\pi r\delta}{R} \cdot \Delta = \frac{2\pi r\delta}{R} \cdot \sum \Delta = \frac{4\pi r^2\delta}{R}$. einen inneren Punkt ist $\sum \Delta = 2R$, also $V = 4\pi r\delta$. K. HOROVITZ.

Somigliana. Sulla trasformazione di Lorentz. *Lincei Rend.* (5) 31 [1], 409—4, 1922, Nr. 10. In die d'Alembertsche Lösung der Wellengleichung:

$$\Omega = f(x+y) + g(x-y) \dots [y = ct]$$

den durch die Transformation

$$x+y = \varphi(x'+y'), x-y = \psi(x'-y')$$

Variable eingeführt. Wird im besonderen

$$x+y = a(x'+y') \quad x-y = \frac{1}{a}(x'-y') \dots (a = \text{const} \neq 0)$$

setzt, so ist diese Transformation mit der Lorentz-Transformation identisch:

$$x^2 - c^2 t^2 = x'^2 - c^2 t'^2; \quad \frac{a^2 - 1}{a^2 + 1} = \lambda$$

und dann

$$x = \frac{x' + \lambda y'}{\sqrt{1 - \lambda^2}}, \quad y = \frac{\lambda x' + y'}{\sqrt{1 - \lambda^2}}.$$

Man erhält also die Lorentz-Transformation auf einem Wege, der nichts mit der ernen Auffassung der Relativitätstheorie zu tun hat.“ Wird an Stelle von $1/a$ in obigen Transformation $-1/a$ gesetzt, so würde das einer Bewegung des geheen Systems mit Überlichtgeschwindigkeit entsprechen und „eine der Relativitätstheorie analoge Theorie müßte verlangen, daß alle Körper sich nur mit Übergeschwindigkeit bewegen“. Der Verf. weist auf die Arbeit von Voigt über das plersche Prinzip aus dem Jahre 1887 hin, und fordert, daß die Lorentz-Transformation, um der Priorität Voigts Rechnung zu tragen, Voigt-Lorentz-Transformationant wird. K. HOROVITZ.

Straneo. La trasformazione di Voigt-Lorentz nella fisica classica. *Lincei Rend.* (5) 32 [1], 118—122, 1923, Nr. 3. Im Anschluß an Somigliana und anders an Voigt (siehe das vorstehende Referat) weist der Verf. auf die Notigkei hin, die Bedeutung der Lorentz-Transformation für die klassische Physik untersuchen. Der Verf. stellt allgemeine Betrachtungen über das Verhalten tender Oberflächen in bewegten Systemen an und sieht in der Lorentz-Trans-

formation das geeignete Mittel um derartige Probleme zu lösen. Eine spätere Arbeit soll die rechnerische Durchführung für den Fall einer translatorisch bewegten Erde und Kugel, von denen Wellen ausgehen, behandeln. K. HOROVITZ

Enrico Persico. Sul principio di equivalenza in relatività. Lincei Rend. 31 [2], 98–100, 1922, Nr. 5/6. Um „in einer präzisen und allgemeinen Form das Äquivalenzprinzip zu erhalten“, wird untersucht, in welcher Beziehung die Gravitation in einem System x_r zu der Gravitation in einem System y_r für einen Punkt P steht, wobei die x_0, x_1, x_2, x_3 und y_0, y_1, y_2, y_3 im Punkte P folgenden Bedingungen genügen:

$$\frac{\partial y_r}{\partial x_0} = 0 \quad (\nu = 1, 2, 3; \text{ also } x_0 \text{ Tangente an } y_0),$$

$$\frac{\partial y_0}{\partial x_r} = 0 \quad (x_0 = \text{const Tangente an } y_0 = \text{const}),$$

$$\frac{\partial y_0}{\partial x_0} = 1 \quad (\text{die Werte in } P \text{ werden hier und im folgenden immer durch Querstriche angedeutet}).$$

Die Gravitation X im System x erhält man aus der Gleichung der geodätischen Linie mit $\dot{x}^r = \frac{1}{g_{00}} X_x^r, \dot{x}^i = 0, \dot{x}^0 = \frac{1}{\sqrt{g_{00}}} (i, k = 1, 2, 3)$, also $\overline{X_x^r} = -$

und analog in y $\overline{Y_y^r} = - \left\{ \begin{smallmatrix} 00 \\ r \end{smallmatrix} \right\}_y$. Die kontravarianten Komponenten von X in y sind

$$\overline{X_y^r} = \sum_0^3 \overline{X_x^s} \frac{\partial y_r}{\partial x_s} = - \sum \left\{ \begin{smallmatrix} 00 \\ s \end{smallmatrix} \right\}_x \frac{\partial y_r}{\partial x_s} \text{ und nach Transformation der } g\text{-Klammer}$$

unter Berücksichtigung der vorgeschriebenen Bedingungen in P ,

$$\overline{X_y^r} = - \frac{\partial^2 y_r}{\partial x_0^2} - \sum \left\{ \begin{smallmatrix} jk \\ \nu \end{smallmatrix} \right\} \frac{\partial y_j}{\partial x_0} \frac{\partial y_k}{\partial x_0} = - \frac{\partial^2 y_r}{\partial x_0^2} - \left\{ \begin{smallmatrix} 00 \\ r \end{smallmatrix} \right\}_y = - \frac{\partial^2 y_r}{\partial x_0^2} + \overline{Y_y^r}.$$

Für die Beschleunigung im System y : $\frac{\partial^2 y_r}{\partial y_0^2} = A_y^r$ lässt sich leicht zeigen, da

Punkt P : $\frac{\partial^2 y_r}{\partial y_0^2} = \frac{\partial^2 y_r}{\partial x_0^2}$, also: $\overline{X_y^r} = \overline{Y_y^r} - \overline{A_y^r}$. Ist im besonderen y in P geodätisch

also $\overline{Y} = 0$, so ist $\overline{X_y^r} = -A$, dem Äquivalenzgesetz entsprechend. K. HOROVITZ

Paul Kirchberger. Atom- und Quantentheorie. I. Atomtheorie. Mit 5 Figuren im Text. IV u. 49 S. II. Quantentheorie. Mit 11 Figuren im Text. IV u. 50 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1922 u. 1923. (Math.-phys. Band herausgeg. von W. Lietzmann u. A. Witting, Band 44 u. 45.) Inhalt: I. 1. Atomismus in der anorganischen Chemie; 2. in der organischen Chemie; 3. periodische System der Elemente; 4. die kinetische Theorie der Physik; 5. Atomismus der Elektrizität; 6. Radioaktivität. — II. 1. Einleitendes zum Strahlungsproblem; 2. Experimentelles; 3. Entwicklung der Strahlungstheorie; 4. Der Gedankengang Plancks; 5. Die Strahlungsformel; 6. Experimentelle Bestätigung; 7. Anwendung auf Atomtheorie: a) das Bohrsche Atommodell, b) die optischen Spektren; c) Röntgenspektren. SCHMIDT

Eberhard Buchwald. Das Korrespondenzprinzip. VI u. 127 S. Braunschweig, Verlag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1923 (Sammlung Vieweg, Heft 67).

beit des Korrespondenzprinzips ist ein schöner, fruchtbarer Garten, den eine etwas nige Hecke umgibt. Im folgenden wird der Versuch gemacht, das Eindringen zu leichtern; dabei ist auf Gangbarkeit des Weges mehr Gewicht gelegt als auf seine eng systematische Führung. Vorkenntnisse in der Quantentheorie werden vorausgesetzt. Um aber auch dem Fernerstehenden das Verständnis zu ermöglichen, sind, weit es der Umfang des Heftes gestattet hat, teils die Grundlagen kurz entwickelt, es sind wenigstens die Literaturstellen, wo man das Nötige findet, genau angegeben.“ Inhalt: 1. Ausgangspunkt; 2. Oszillator; 3. Schwierigkeiten; 4. Verallgemeinerung; 5. Winkelvariable; 6. Keplerellipse; 7. Relativistische Keplerellipse; Zeeman-Effekt; 9. Starkeffekt; 10. Feinstruktur; 11. Höhere Atome; 12. Moleküle.

SCHEEL.

Ulther Gerlach. Materie, Elektrizität, Energie. Die Entwicklung der Atomistik in den letzten zehn Jahren. VIII u. 195 S. Dresden u. Leipzig, Verlag Theodor Steinkopff, 1923. (Wiss. Forschungsber., Naturw. Reihe, herausgeg. von Raphael Ed. Liesegang, Band 7.) [S. 1428.] SCHEEL.

Sommerfeld. Regularities in the screening constants of Röntgen spectra. Journ. Opt. Soc. 7, 503—508, 1923, Nr. 7. Berichtet in zwei ersten Abdrucken über den Begriff des Relativitäts- und des Abschirmungsdoublets und die zahlreichen Beziehungen innerhalb jeder dieser Gruppen. Die dafür angeführten Beispiele stimmen augenscheinlich im Wesen mit den Wentzelschen überein, unterscheiden sich aber davon in der Ausdehnung und zum Teil in den numerischen Werten. Indem für die Relativitätsdoublets geschrieben wird:

$$\frac{\Delta \nu}{R} = \frac{\alpha^2(Z-s)^4}{n^4} \left(a_1 + a_2 \frac{\alpha^2(Z-s)^2}{n^2} + a_3 \frac{\alpha^4(Z-s)^4}{n^4} + \dots \right)$$

ist wie bei Bohr die totale Quantenzahl, bei Sommerfeld früher: $n + n'$; zu a_2, a_3 , vgl. „Atombau und Spektrallinien“), so gilt:

Tafel 1.

		K			
L_1	L_2	L_3			
		3,50			
M_1	M_2	M_3	M_4	M_5	
$13,16 = 3 \times 4,39$		$8,25 = 2 \times 4,12$			
N_1	N_2	N_3	N_4	N_5	N_6
$33,9 = 8 \times 4,2$	$25,7 = 6 \times 4,3$		$16,3 = 4 \times 4,1$		N_7

die (im Relativitätsdoublett jeweils beiden Gliedern gemeinsamen) Abschirmungskoeffizienten s . Sie erscheinen als ganze Vielfache einer zwischen 4,1 und 4,4 liegenden wahren Einheit, für diese Vielfachen ergibt sich die regelmäßige Folge:

$$\underbrace{M_4}_{2} \quad \underbrace{M_8}_{2} \quad \underbrace{M_2}_{3} \quad \underbrace{M_1}_{3} \quad \underbrace{N_6}_{4} \quad \underbrace{N_5}_{4} \quad \underbrace{N_4}_{6} \quad \underbrace{N_3}_{6} \quad \underbrace{N_2}_{8} \quad \underbrace{N_1}_{8}$$

Um ferner für die beiden Glieder der Abschirmungsdoublets geschrieben wird:

$$\frac{\nu'}{R} = \frac{(Z-s)^2}{n^2} + \frac{\alpha^2(Z-\sigma')^4}{n^4} \left(a_1 + a_2 \frac{\alpha^2(Z-\sigma')^2}{n^2} + \dots \right)$$

$$\frac{\nu''}{R} = \frac{(Z-s+\Delta s)^2}{n^2} + \frac{\alpha^2(Z-\sigma'')^4}{n^4} \left(a_1 + a_2 \frac{\alpha^2(Z-\sigma'')^2}{n^2} + \dots \right)$$

— wo jeweils die Abschirmungskoeffizienten im Relativitätsglied nicht mit den im ersten (Haupt-)Glied übereinstimmen, weswegen sie als σ von jenen unterscheiden sind —, so gilt:

Tafel 2.

	K		
	L_1	L_2	L_3
		$1,21 = 2 \times 0,60$	
M_1	M_2	M_3	M_4
	$3,39 = 6 \times 0,57$		$1,72 = 3 \times 0,57$
N_1	N_2	N_3	N_4
	$7,0 = 12 \times 0,6$	$4,7 = 8 \times 0,59$	N_5
			N_6
			N_7
			$2,3 = 4 \times 0,57$

für die die Abschirmungsdublette im wesentlichen zustande bringenden Differenzen Δs . Auch hier zeigt sich wieder eine Ganzzahligkeitsbeziehung, mit der Folge von Faktoren:

$$\frac{L_3}{2} \frac{L_2}{2} \frac{M_5}{3} \frac{M_4}{3} \frac{M_3}{6} \frac{M_2}{6} \frac{N_7}{4} \frac{N_6}{4} \frac{N_5}{8} \frac{N_4}{8} \frac{N_3}{12} \frac{N_2}{12}$$

In einem dritten Abschnitt wird darauf hingewiesen, daß hiernach die Aussicht auf eine sehr einfache Schreibweise für sämtliche Röntgenterme besteht, man braucht nur zwei empirische Konstanten s , und ihre Kombinationen führen stets streng oder genähert auf die Anwendung zweier Grundeinheiten zurück. Neben diesen wären nur noch die Größen s für die Hauptterme der höchsten Stufe jeder Schale (K, M, N) nötig sein. Alle Feststellungen der Mitteilung sind zunächst rein empirisch. Natur.

Kos.

3. Mechanik.

W. F. G. Swann. Unsolved problems of cosmical physics. Journ. Franklin Inst. 195, 433—474, 1923, Nr. 4. Verf. gibt in kritischer Weise eine kurze übersichtliche Darstellung von den bedeutendsten Theorien der Hauptprobleme der kosmischen Physik, ohne natürlich auf die genauen Einzelheiten der einzelnen Theorien einzugehen. Folgende Probleme werden behandelt. 1. Die Luftelektrizität. Nach einer kurzen Klarlegung des Problems werden die Vorzüge und Nachteile der Theorie von Wilson, Ebert, der Korpuskulartheorie von Simpson und ähnlicher Theorie ausführlich erörtert, wobei vom Verf. Vorschläge und Hinweise für etwaige Änderungen der Theorien eingeflochten werden. 2. Der Erdmagnetismus. Außer Erklärungen der Existenz des erdmagnetischen Feldes (durch Rotation elektrischer Ladungen, durch die Rotation des Erdkörpers, durch kleine fundamentale Fehler der Gesetze der Elektrodynamik) werden die Theorien der Erklärung der täglichen jährlichen Variation sowie eine Möglichkeit der Erklärung der säkularen Variationen der erdmagnetischen Elemente erörtert. 3. Das Polarlicht. Es werden die neuen Theorien über die Ursache der Polarlichterscheinungen und der sogenannten magnetischen Stürme, diejenigen von Birkeland und Störmer, Vegard und Linnemann erklärt und das Für und Wider erörtert. 4. Das Gravitationsproblem. Es beschränkt sich auf einige Bemerkungen dazu, indem durch ein einfaches Beispiel der Standpunkt klargelegt wird, den die Einsteinsche Gravitationstheorie bei der Beschreibung dieses Gesetzes einnimmt, und die Beziehung dieses Standpunktes zum Newtonschen.

HAA

Enrico Persico. Sul principio di equivalenza in relatività. Lincei Rend. (5) 1, 98—100, 1922, Nr. 5/6. [S. 1414.] HOROVITZ.

Edith M. Wrinch. On the Lateral Vibrations of Rods of Variable Cross-section. Phil. Mag. (6) 46, 273—291, 1923, Nr. 272, August. In einer vorangegangenen Untersuchung [Proc. Roy. Soc. (A) 101, 493—508, 1922] sind die Querschwingungen eines dünnen konischen Stabes und die Lage seiner Knoten behandelt, wobei das Stabende als frei vorausgesetzt wurde. Auch in der vorliegenden Abhandlung ist das spitze Stabende als frei vorausgesetzt. Bedeutet w den Abstand eines Querschnitts von der Spitze und ω seine Fläche, so wird $\omega = Aw^{2\lambda}$ gesetzt. Jeder Querschnitt soll von der Ebene, in welcher die Querschwingungen y liegen, in einer Geometrie geschnitten werden, welche senkrecht zu einer Hauptachse des Querschnitts ist, Gyrationstradius in bezug auf diese Hauptachse sei $k = Bw^\mu$. A, B, λ und μ sind Konstanten, μ aber soll (zur Vereinfachung der Rechnung) stets kleiner als 2 sein.

Um nun die neue Variable $z = w \sqrt[4-2\mu]{\frac{\rho p^2}{\varepsilon \sqrt{B}}}$ in die Schwingungsgleichung eingeführt,

wo ρ die Dichte des Stabes, ε sein Elastizitätsmodul und $2\pi/p$ die Schwingungszeit ist, so wird die Schwingungsgleichung

$$(\mathfrak{D} - 2\lambda + 2\mu - 2)(\mathfrak{D} + 2) + (2\mu - 3)\mathfrak{D}(\mathfrak{D} - 1)y = z^{4-2\mu} y, \text{ worin } \mathfrak{D} = z \frac{\partial}{\partial z}.$$

Bei Integration dieser Gleichung werden die Schwingungsdauern für den Fall, daß das untere Stabende festgeklemmt ist, berechnet. Aus dem Integral ergeben sich auch die Abstände, welche die Knotenstellen für jede Periode von der Spitze haben. Der Abstand zwischen je zwei benachbarten Knoten ist um so kleiner, je näher sie der Spitze liegen. LÜBECK.

Edair. On the Donnan equilibrium and the equation of Gibbs. Science 58, 13, 1923, Nr. 1488. Die von F. Donnan 1911 mitgeteilte Theorie des Gleichgewichts ist nach dem Verf. ein Beitrag zu den Theorien, welche Willard Gibbs 1875 in den Transactions of the Connecticut Academy veröffentlicht hat. Als Beweis zitiert er einen Abschnitt aus der 1906 erschienenen Ausgabe der Scientific Papers von Gibbs. LÜBECK.

Kimball, Jr. General Electric Research Laboratory. Internal friction of shaft whirling. Phys. Rev. (2) 21, 703, 1923, Nr. 6. Theoretisch wird bewiesen, daß auf eine rotierende Achse bei fortschreitender Biegung eine innere Reibung wirken kann, welche die Geschwindigkeit des Schleuderns über den Wert einer kritischen Geschwindigkeit steigert. Über die Ursache der inneren Reibung ist keine Annahme gemacht, sie kann von einer molekularen Reibung oder von Reibung an der Oberfläche herrühren. Die Theorie wurde abgeleitet aus Beobachtungen an einem geeigneten Achsenmodell, sie ist ein Beitrag zu den Untersuchungen von Neukirk über das Schlagen und Schleudern von Achsen. LÜBECK.

Lehns Schaefer. Bemerkung zu einer Arbeit von A. Mallock: On the viscosity of Metals as affected by Temperature. ZS. f. Phys. 17, 152—154, Nr. 2. Verf. weist darauf hin, daß im Gegensatz zu den Angaben von Mallock einiger schweizerische und amerikanische Forscher sich mit der Materie beschäftigt haben, sondern daß er selbst ausführliche systematische Versuche darüber angestellt hat (d. D. Phys. Ges. 2, 122, 1900; Ann. d. Phys. 5, 220, 1901; 9, 665, 1902) und ein vollständiges Literaturverzeichnis gegeben hat. Zwischen seinen Ergebnissen

und denen von Mallock besteht deutlicher Parallelismus, aber keine Übereinstimmung in den Zahlenwerten, wobei die von Mallock als weniger zuverlässig angesehen werden. Die Arbeit des Verf. enthält ferner, außer dem Hinweis auf den Zusammenhang der Änderung des Elastizitätsmoduls mit der Schmelztemperatur und den Dehnungskoeffizienten, Angaben über seinen Temperaturkoeffizienten und den Torsionsmoduls, sowie über die Abhängigkeit der elastischen Nachwirkung von Temperatur, schließlich noch den Nachweis, daß die angegebenen Temperaturkurven ziemlich periodische Funktionen des Atomgewichts sind. BE

Stress Recorder. Amer. Mach. (Europ. Ausgabe) 59, 35E—36E, 1923, Nr. 4. Apparat ruht mit zwei Spitzen fest auf dem zu untersuchenden Konstruktionsstück, während eine dritte bewegliche Spalte dessen Längenänderungen auf einen Streifen überträgt, der seine Bewegungen auf einen abrollenden Zelluloidstreifen aufzeichnet. Bei geeigneter Stichelform sollen sich auf diesem sehr feine Zeichnungen ergeben lassen, die starke Vergrößerungen vertragen, so daß man auf 0,01 mm ablesen kann, was bei einem weichen Stahl einer Spannung von 0,055 kg/mm² entspricht. Apparat ist namentlich auch zur Untersuchung von Schwingungen bestimmt, wo noch Zeitmarken auf den abrollenden Streifen aufgedruckt werden. BE

Suggested methods of tension testing of metallic materials. Engineering 116, 280—282, 1923, Nr. 3009. Die Arbeit ist ein Auszug aus dem Bericht des Ausschusses für Materialprüfmethoden auf der Sitzung der Amer. Ges. f. Materialprüfung im Juni 1923. Bei Blechen sollen für Zerreißproben Flachstäbe mit einer Meßlänge von 8" genommen werden, deren Dicke gleich der Blechstärke ist; bei dickeren Blechen ist ein bearbeiteter Stab vorzuziehen. Der gewöhnliche Rund-Zerreißstab besitzt einen Durchmesser von $1/2 \pm 0,005$ " bei einer Meßlänge von 2". Sonst sind Proportionalstäbe zulässig, deren Meßlänge gleich dem vierfachen Durchmesser ist. Die Form der Stabenden ist nicht vorgeschrieben, doch soll der Übergang zu den Konusenden bei sprödem Material, allmählich erfolgen; die Oberflächen müssen sorgfältig bearbeitet sein. Der Querschnitt ist mit einem Mikrometer auf $1/200$ des Wertes zu messen. Zur Einspannung dienen bei Flachstäben Beißkeile, sonst Gewindeköpfe und Schultern; dabei müssen die eigentlichen Einspannstücke in der Maschine in Konuschen liegen. Dünne Bleche werden zwischen glatte konische Keile genommen. Drähte durch eine Scherenvorrichtung gefaßt. Bei Normalstäben aus Eisen soll die Geschwindigkeit der Maschinenköpfe eine solche sein, daß die Wage ständig im Gleichgewicht gehalten werden kann und im übrigen folgende Werte nicht überschritten werden:

Festigkeit	Meßlänge	Maximale Geschwindigkeit bei der	
		Streckgrenze Zoll/Min.	Bruchgrenze Zoll/Min.
unter 80000	2	0,50	2,0
	8	2,00	6,0
über 80000	2	0,25	1,0
	8	0,50	2,0

Bei 2" Meßlänge soll die Geschwindigkeit bei Bestimmung der Elastizitätsgrenze nicht mehr als 0,125 und bei der Proportionalitätsgrenze nicht mehr als 0,025 Zoll/Min.

agen. Die Dehnung darf auf gewöhnliche Weise nur bestimmt werden, wenn der im mittleren Drittel erfolgt, andernfalls ist ein dem von Martens angegebenen Prinzip ähnliches Verfahren zu verwenden. BERNDT.

astic Limit Indicator for Commercial Testing. Amer. Mach. (Europ. Ausg.) 59, 39 E—40 E, 1923, Nr. 5. Für die Versuche wird ein Probestab benutzt, dessen Hälften einen großen Querschnitt besitzt. Der Apparat legt sich mit zwei Hebeln um den so gebildeten Absatz und gegen das Ende des dünneren Stabteils. Ihr Überhältnis ist unter Berücksichtigung der verschiedenen Querschnitte des Stabes gewählt, daß beide Hebel bei kleinen Kräften den gleichen Ausschlag geben, obwohl der dünneren Stab infolge seiner großen Länge sich stärker dehnt. Die gegenseitige Bewegung der beiden Hebel wird durch eine (an dem Ende des einen Hebels befestigte) Meßuhr angezeigt. Der Zeiger bleibt stehen, solange die Proportionalitäts-Grenze nicht überschritten ist. BERNDT.

Coe. The behaviour of metals under compressive stresses. Engng 116, 349—351, 1923, Nr. 3011. Die Druckversuche wurden an Stücken von Länge und meist $\frac{3}{4}$ Durchmesser angestellt. Die Last wurde in Stufen von 2 über 1 Minute aufrechterhalten, dann wurden Länge und Durchmesser auf $\frac{1}{10}$ gemessen und der Versuch mit der nächsten Last fortgesetzt. Meist zeigten Längenmessungen schon früher eine bleibende Deformation an. Untersucht wurden flüssige Metalle: Sn, Pb, Zn, Sb, Al, Ag, Cu, Fe und Ni. Trägt man die Längenkurve gegen die Last auf, so erhält man keine kontinuierlichen Kurven, diese zeigen vielmehr einen Knick oder eine Umbiegung. Nach Erreichen der Elastizitätsgrenze wächst also der Fließbetrag zunächst bis zu einem Maximum. Bei dem erwähnten kritischen Punkt auftretenden Spannungen sind für den flüssigen und den tatsächlich vorhandenen Querschnitt berechnet. Die letzteren stimmen sehr nahe mit der Zerreißfestigkeit überein. Für gepreßtes und geglühtes Eisen haben diese kritischen Spannungen nahezu gleiche Werte. Bei langsam geheiztem Cu ist kaum eine Umbiegung der Kurve zu bemerken, während sie bei Fe und Ni sogar völlig fehlt. Bei der kritischen Spannung zeigt auch die Zusammenfassung ein Maximum. BERNDT.

Appel. Versuchsanordnungen zur Bestimmung der Schwingungsfestigkeit von Materialien. Maschinenbau 2, 1002—1004, 1923, Nr. 25/26. (Gestaltung 2—280.) Als maßgebende Grundsätze dafür werden aufgestellt: möglichst geringe Arbeit für den Versuch und andererseits Lieferung eines Ergebnisses, das ein möglichst getreues Bild für die zulässige Beanspruchung gibt. Zunächst wurde das österreichische Verfahren wiederholt (Einspannung des Stabes an beiden Enden in Kugellagern, Last wirkt in der Mitte ein, Stab wird gedreht). Als Schwingungsfestigkeit wurde diejenige Spannung gewählt, bei welcher die Probe 10000000 Lastwechsel aushält. Die Spannung wurde von einer bestimmten Stelle aus in kleinen Stufen so lange gesteigert, bis der angegebenen Verhältnissen Bruch erfolgte. Es wird ausführlich auseinandersetzt, wie die Schwingungsfestigkeit dabei zu berechnen ist. Ein gewisses, allerdings unvollkommenes Maß für die Schwingungsfestigkeit gibt auch der Kerbschlagversuch; besser ist die Benutzung des Kruppschen Dauerschlagwerkes. Neuerdings werden Verdrehungsschwingungen benutzt. Der als Welle ausgebildete Versuchsstab ist einem Ende festgespannt und trägt am anderen eine Schwungmasse, wobei eine gute Lagerung Durchbiegung vermieden ist. Auf die Schwungmasse läßt man eine periodische Kraft im Rhythmus der Eigenschwingungszahl wirken; ihre Größe

wird so geregelt, daß ein bestimmter Ausschlagwinkel entsteht. Um keine zu große Kraft zu erhalten, wird an der Schwungscheibe eine Bremsvorrichtung angebracht, die einen Teil der Energie vernichtet; zur Regelung der Periode wird der Phasenverschiebungswinkel benutzt. Der Versuch wird sonst in ähnlicher Weise wie nach der Wöhlerschen Methode durchgeführt. Gegen das Kruppsche Dauerschlagversuch wird eingewandt, daß die Festigkeit schon beim ersten Schlag überschritten und es somit Aufschluß über die Fortschrittsgeschwindigkeit des Risses im Material gibt. Außerdem wird nur ein begrenzter Bezirk geprüft, ferner wird nur ein Teil der Bärennergie als Formänderungsarbeit zur Ausbildung des Risses ausgenutzt. Die Wöhlersche Methode ist zu umständlich. Bei dem Drehschwingungsversuch entsteht der erste Riß nicht in Richtung der Drehrillen, sondern unter 90 oder 45°. Andererseits gleiten die Bruchflächen aneinander und zerstören dadurch, so daß es keinen Aufschluß über den Bruchvorgang geben kann. Dafür ist aber die ganze Versuchsausführung sehr einfach.

Graefe. Die chemische, metallographische und physikalische Prüfung von Stahl (in Stangenform). Maschinenbau 2, 961—964, 1923, Nr. 24. (Gestaltung 8—260.) In der Regel reichen der Zerreißversuch und die Kerbschlagprobe nicht aus, um den Fehler des Materials festzustellen. Es muß dann die Kleingefüge- und die chemische Untersuchung hinzugenommen werden; bei letzterer sind vor allem auch die oξidierten Gase zu bestimmen, ferner C, Mn, Si, P, S, zuweilen Cu und As, bei Sonderstählen auch die Legierungsbestandteile. Diese Prüfungen zusammen lassen auch erkennen, ob eine unbekannte Stahlmarke für einen bestimmten Zweck geeignet ist. Nach Feststellung ihrer Haltepunkte werden sämtliche physikalischen Prüfungen im glühten, geschmiedeten, gehärteten Zustande (Abschreckung in Wasser und Öl) und auch bei verschiedenen Anlaßtemperaturen ausgeführt. Die Ergebnisse werden in Kurvenform aufgetragen, wofür eine Reihe von Beispielen wiedergegeben ist, die einzelnen Stahlsorten nach ihrer Verwendung gesammelt. Liegt dieses Material vor, so genügt bei laufenden Lieferungen: makroskopische Gefügeuntersuchung, chemische Analyse (wobei aber nicht immer eine Gesamtanalyse notwendig ist) und Feststellung der spezifischen Schlagarbeit und der Festigkeit; letztere kann eventuell durch die Härteprüfung ersetzt werden. Die laufenden physikalischen Untersuchungen sollen möglichst an normalisierten Proben erfolgen. Die Art der Herstellung des Stahles läßt sich durch die Materialprüfung nicht mit Sicherheit bestimmen. **BER**

P. Oberhoffer und H. Stein. Über den Einfluß der Gießtemperatur auf die Eigenschaften von grauem Gußeisen. Gießerei 10, 423—425, 431—433, Nr. 38 u. 39. Nach Angabe der von Hailstone (Iron Age 1916 und Carnegie Scholar Mem. 5, 51, 1913) erhaltenen Ergebnisse wird über eigene Laboratoriums- und Gießversuche berichtet. Danach nehmen Biege-, Zerreißfestigkeit und Härte mit sinkender Gießtemperatur von einem Höchstwert bei 1225 bis 1235° ab; die Durchbiegung ist ziemlich unabhängig, während die Kerbschlagarbeit stark sinkt. Der Graphit ist größer, sein Gehalt nimmt etwas zu. Die chemische Zusammensetzung wird nicht beeinflußt, höchstens nimmt der Mn-Gehalt (infolge Ausseigerns von MnS durch langes Stehen in der Pfanne) etwas ab. Das Gefüge wird von der Gießtemperatur deutlich beeinflußt, das Eutektikum scheidet sich bei hoher Temperatur netzwerkartig aus. Maßgebend für die Festigkeitseigenschaften dürfte die Ausbildungsform des Graphits sein. Für Gießtemperaturen unter 1225° nimmt das spezifische Gewicht mit sinkender Temperatur ab, was im wesentlichen durch die größere Zahl der Gußblasen bedingt ist; die Schwindung wächst dagegen stark an.

Bauer und K. Sipp. Versuche zur Klärung der Abhängigkeit der Windung und Lunkerung beim Gußeisen von der Gattierung. Stahl u. Eisen 43, 1239—1247, 1923, Nr. 39. [S. 1444.]

Johnstone-Taylor. Testing Bearing Metals and Lubricants. Amer. Mach. (2. Ausgabe) 58, 700—702, 1923, Nr. 19. Bereits berichtet nach der Veröff. in der 3. Ausgabe 58, 700, 1923. Vgl. diese Ber. S. 916. BERNDT.

emolke. Die neuesten Forschungen über den Temperaturverlauf und die Wärmespannungen in Verbrennungsmotoren. Die Wärme 46, 327—330, 1923, Nr. 30. [S. 1504.] JAKOB.

ritad. Logoides de glissement des terres. C. R. 174, 740—742, 1922, Nr. 1. SCHEEL.

en-ichi Terazawa. On the Decay of Vortices in a Viscous Fluid. Japanese Journ. of Phys. 1, 7—19, 1922, Nr. 2. Für einen einzelnen Wirbel in einer unendlichen zähen, inkompressiblen Flüssigkeit, der nur unter dem Einfluß der Zähigkeit steht und durch ihre Einwirkung an Stärke abnimmt, lautet für zweidimensionalen Ansatz eine Lösung der Bewegungsgleichungen:

$$\omega = \frac{1}{2\mu t} e^{-\frac{r^2}{4\mu t}} \cdot \int_0^\infty f(\alpha) \cdot e^{-\frac{\alpha^2}{4\mu t}} \cdot J_0\left(\frac{\alpha r}{2\mu t}\right) \alpha d\alpha,$$

der kinematische Zähigkeitskoeffizient, r der Radiusvektor (bezogen auf den Symmetriepunkt als Anfangspunkt) ist und die Anfangsverteilung $\omega_0 = f(r)$ für $r=0$ bekannt sein muß. — Ist z. B. $\omega_0 = C \cdot e^{-\frac{r^2}{4a^2}}$, wo C eine Konstante und a ein beliebig kleiner Wert ist, der es gestattet, den „Wirkungsbereich“ des ursprünglichen Wirbels in beliebigem Maße auf den Anfangspunkt zusammenschrumpfen zu lassen,

die Lösung: $\omega = \frac{Ca^2}{a^2 + \mu t} \cdot e^{-\frac{r^2}{4(a^2 + \mu t)}}$. Die Zeit, binnen welcher die Wirbelstärke auf die Hälfte abgenommen hat, ergibt sich für $a = 1/2$ zu 2 sec für Luft und 1 sec für Wasser. — Ist

$$\omega_0 = C \quad \text{für} \quad r < a,$$

$$\omega_0 = 0 \quad \text{für} \quad r > a,$$

$$\omega = C - C e^{-\frac{a^2 + r^2}{4\mu t}} \cdot \sum_{m=0}^{\infty} \left(\frac{r}{a}\right)^m \cdot J_m\left(\frac{\alpha r}{2\mu t}\right) \quad \text{für } r < a,$$

$$\omega = C e^{-\frac{a^2 + r^2}{4\mu t}} \cdot \sum_{m=1}^{\infty} \left(\frac{a}{r}\right)^m \cdot J_m\left(\frac{\alpha r}{2\mu t}\right) \quad \text{für } r > a,$$

die Besselsche Funktion m ter Ordnung ist. EISNER.

Jeffery. The Motion of Ellipsoidal Particles Immersed in a Viscous Medium. Proc. Roy. Soc. London (A) 102, 161—179, 1922, Nr. 715. Einstein hat (Nachtrag 1911) in den Ann. d. Phys. die Molekülgröße V für einen gelösten Stoff aus der inneren Reibung der (nicht dissozierten) Lösung μ^* und der des reinen Lösungsmittels μ dadurch zu bestimmen versucht, daß er die durch ein solches geometrisch geformtes Molekül hervorgerufene Beeinflussung des Lösungsmittels unter der Annahme einer Gestalt des Moleküls mit Hilfe der hydrodynamischen Gleichungen

(Bewegung eines festen Körpers in homogener Flüssigkeitsmasse) betrachtete um Erhöhung der inneren Reibung der Lösung zu $\mu^* = \mu(1 + 2,5 \cdot V)$ errechnete.

Erweiterung auf ellipsoidale Teilchen $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} + \frac{z^2}{c^2} = 1$ führt, wenn Produkte

Quadrat von Geschwindigkeiten vernachlässigt werden, zu dem Ergebnis, daß von der zähen Flüssigkeit auf den Körper ausgeübten Kraftwirkungen lediglich Drehmomenten bestehen, deren einer Teil dem Ellipsoid (mit dem „spin“ ω_1, ω_2) den gleichen „spin“ ξ, η, ζ mitzuteilen sucht, den die umgebende Flüssigkeit bei während der andere Teil die Achsen des Ellipsoids in bestimmte Lage zu den Richtungen der Bewegung der Flüssigkeit zu bringen bestrebt ist. Ungestörte Flüssigkeitsbewegung: $u_0 = ax + by + g \cdot z + \eta z - \xi y$ usw. Bewegungsgleichungen den obigen Voraussetzungen: $\mu \cdot \nabla^2(u) = \partial p / \partial x$ usw., nebst Kontinuitätsgleichung Randbedingung auf der Ellipsooberfläche: $u = \omega_2 z - \omega_3 y$ usw. Unter Verwendung elliptischer Koordinaten mit den Abkürzungen:

$$\lambda = \text{positive Wurzel der Gleichung } \frac{x^2}{a^2 + \lambda} + \frac{y^2}{b^2 + \lambda} + \frac{z^2}{c^2 + \lambda} = 1;$$

$$\Omega = \int_{\lambda}^{\infty} \left\{ \frac{x^2}{a^2 + \lambda} + \frac{y^2}{b^2 + \lambda} + \frac{z^2}{c^2 + \lambda} - 1 \right\} \frac{d\lambda}{r}; \quad r = \sqrt{(a^2 + \lambda)(b^2 + \lambda)(c^2 + \lambda)}$$

$$\chi_1 = y \cdot z \cdot \int_{\lambda}^{\infty} \frac{d\lambda}{(b^2 + \lambda)(c^2 + \lambda) \cdot r}; \quad \text{entsprechend } \chi_2, \chi_3$$

wird eine Lösung der Bewegungsgleichungen gegeben durch:

$$\begin{aligned} u = u_0 + & \frac{\partial}{\partial x} (R \chi_1 + S \chi_2 + T \chi_3) + (2a^2 A - 2b^2 B) \frac{\partial \chi_3}{\partial y} - (2c^2 C - 2a^2 A) \frac{\partial \chi_2}{\partial z} \\ & + A \left(x \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} - \frac{\partial \Omega}{\partial x} \right) + H \left(x \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x \partial y} + \frac{\partial \Omega}{\partial y} \right) + G' \left(x \frac{\partial \Omega}{\partial x \cdot \partial z} - \frac{\partial \Omega}{\partial z} \right) \\ & + y \left(H' \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} + B \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x \partial y} + F \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x \partial z} \right) \\ & + z \left(G \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x^2} + F' \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x \cdot \partial y} + C \frac{\partial^2 \Omega}{\partial x \cdot \partial z} \right), \end{aligned}$$

r, w entsprechend. — Selbst für den Fall, daß außer dem Flüssigkeitsdruck Kräfte wirksam sind, kann die Bewegung nur für den Sonderfall einer laminaren Bewegung ($u_0 = v_0 = 0; w_0 = k y_0$) ihrem Charakter nach näher bestimmt werden; in anderen Fällen ist eine Lösung bisher nicht gelungen. Hierfür hat die Bewegung des Teilchens für den Fall eines Rotationsellipsoides Ähnlichkeit mit gewissen Kreisbewegungen (periodische Konusbewegung der Umdrehungssachse); eine charakteristische Lösung kann auch angegeben werden, wenn eine der Ellipsoidachsen in gewisse Lage zur ungestörten (laminaren) Bewegung hat. Die Betrachtung der Enddissipation der Lösung (unter gewissen Vernachlässigungen) ergibt, daß Einsetzen einer Formel mit anderem Zahlenfaktor ihre Gültigkeit behält; die absolute Größe des Zahlenfaktors ist wegen der Unbestimmtheit in der Lösung der Bewegungsgleichungen nicht zu ermitteln; für den Sonderfall laminarer Bewegung (s. oben) und des Rotationsellipsoides können jedoch obere und untere Grenzwerte für verschiedene Ellipsoidformen angegeben werden. Versuch, die Unbestimmtheit zu beseitigen, durch Annahme, daß die Teilchen des gelösten Stoffes sich in der Lösung so richten, daß die Energiedissipation im ganzen ein Minimum wird. Ist dies der Fall, so stellen sich bei der erwähnten laminaren Bewegung Ellipsoide mit $b = c = a$ (prolate spheroids) mit einer ihrer Achsen \perp zur Ebene der ungestörten Bewegung.

en sich mit konstanten Winkelgeschwindigkeiten und die Bewegung ist stationär; plattete Rotationsellipsoide stellen sich mit einem Äquatordurchmesser \perp zur e der ungestörten Bewegung und rotieren um diesen mit periodisch wechselnder Geschwindigkeit. Der Zahlenwert in der Formel für die Reibung wird dann er kleiner als 2,5. Experimentelle Prüfung wäre erwünscht. EISNER.

JENDRANATH SEN. On the steady motion of a viscous fluid due to the motion of two spheroids about their common axis of revolution. Bull. Calcutta Math. Soc. **13**, 17–34, 1922, Nr. 1/2. Für die zwei Körper:

$$\left. \begin{array}{l} x_i = k_i (1 - \mu_i^2)^{1/2} \cdot (\lambda_i^2 \mp 1)^{1/2} \cdot \cos \omega \\ y_i = k_i (1 - \mu_i^2)^{1/2} \cdot (\lambda_i^2 \mp 1)^{1/2} \cdot \sin \omega \\ z_i = k_i \mu_i \lambda_i \end{array} \right\} (i = 1, 2),$$

mit den Winkelgeschwindigkeiten ω_i um die Verbindungsgerade ihrer Mittelpunkte en, wird für die Tangentialgeschwindigkeit v , welche (vgl. z. B. Jeffery, Proc. Roy. Math. Soc. 1915, Febr.), in Zylinderkoordinaten ϱ, φ, z ausgedrückt, der La-nschen Gleichung $\nabla^2(v \cdot \sin \varphi) = 0; v = f(\varrho, z)$ zu genügen hat, die Lösung

$$v = \sum_{n=1}^{\infty} \{ A_n \cdot P_n^1(\mu_1) \cdot Q_n^1(\lambda_1) + B_n \cdot P_n^1(\mu_2) \cdot Q_n^1(\lambda_2) \}$$

etzt. Die Konstanten A_n und B_n sind so zu bestimmen, daß v im Unendlichen schwindet und daß auf der Oberfläche der beiden Körper $v = \varrho_i \cdot \omega_i$ ($i = 1, 2$) il ist; P_n^{σ} und Q_n^{σ} sind die Koeffizienten der Reihen, die bei der allgemeinen Lö-der Legendreschen Differentialgleichung durch Kugelfunktionen zweiter Art ten. — Durch eine geschickte Transformation des Produktes $P_n^{\sigma}(\mu_2) \cdot Q_n^{\sigma}(\lambda_2)$ in Reiheausdruck, der außer den Abmessungen der Körper und ihrer gegenseitigen leitung s nur noch $P_m^{\sigma}(\mu_1) \cdot Q_m^{\sigma}(\lambda_1)$ und Ableitungen von $Q(s/\lambda_1)$ enthält und e Abhängigkeit von v von Legendreschen Polynomen nur hinsichtlich des Körpers vermittelt, gelingt im wesentlichen die Lösung des Problems. Diese ormentation dürfte auch für die Behandlung anderer Probleme mit Kugelfunktionen Ideutung sein. Für die A_n und B_n werden aus den Bedingungen an den Ober- der Körper durch Gleichsetzung der Koeffizienten entsprechender Reihenglieder onitionsformeln gewonnen, in denen natürlich die P - und Q -Funktionen mit den μ , die sie auf den Körperoberflächen annehmen, vorkommen. Das Problem ist itso weit gefördert, daß unter Zuhilfenahme der Arbeiten von u. a. Teoplitz d Circ. di Palermo **28**, 88–96, 1909) und Hilbert (Götting. Nachr., S. 157–227,) eine vollständige Auswertung vorgenommen werden kann. Zum Zwecke be- der zahlenmäßiger Auswertung werden unter der Voraussetzung, daß man die dritte fachte, bzw. siebente Potenz des Verhältnisses $\frac{\text{Längenabmessung eines der Körper}}{\text{Abstand der Körpermittelpunkte}}$ erlässigen kann, für die A_n und B_n geschlossene Ausdrücke (enthaltend P_n^1 und wbei $n = 1$ bzw. 1, 2 bzw. = 1, 2, 3, 4) angegeben und so die Lösung für v eige Reihenglieder vereinfacht. Für den Fall, daß die dritte Potenz der Ex- ist $e = \frac{1}{\lambda}$ vernachlässigt werden kann, werden die zuletzt gefundenen Lösungen

enfalls in geschlossener Form gegeben. — Richtigstellung von einigen Gliedern üheren Arbeit (Bull. Calc. Math. Soc. **10**, Nr. 1) und Vergleich mit einer Arbeit von Bijou Dutt (Bull. Calc. Math. Soc. **10**, 43–53, 1918/9) ein entsprechendes Problem unter vereinfachten Gesichtspunkten behandelte,

sowie Nachweis der in dieser Arbeit (übrigens schon früher von Jeffery bemerkten) vorgenommenen unzulässigen Vernachlässigungen, die zu fehlerhaften Resultaten führten.

Nripendranath Sen. On Liquid Motion inside a Rotating Elliptic Qua...
Tôhoku Math. Journ. 22, 275—283, 1923, Nr. 3/4. Mit $x + iy = c \cos h(\xi + i\eta)$ wenn w die Rotationsgeschwindigkeit (Winkelgeschwindigkeit) und auf der $\xi = \alpha$ ist, die Stromfunktion ψ folgendermaßen angesetzt:

$$\Psi = \frac{w c^2}{4} \left[-\frac{4}{\pi} \left(\left\{ \eta - \frac{\pi}{4} \right\} \cosh 2\xi \cdot \cos 2\eta + (\xi - \alpha) \sinh 2\xi \cdot \sin 2\eta + \left\{ \eta - \frac{\pi}{4} \right\} \right) \right. \\ \left. + \sum_{m=1}^{\infty} \{ A_m \sinh 2m(\xi - \alpha) + B_m \sinh 2m\xi \} \sin 2m\eta \right].$$

Aus den Randbedingungen (für $\xi = 0$ und für $\xi = \alpha$ muß $0 \leq \eta \leq \pi/2$ sein)

$$A_1 = \frac{-3}{\pi \sinh 2\alpha}, \quad B_1 = \frac{3}{\pi} \cosh 2\alpha, \\ A_m = (-1)^{m+1} \frac{2}{\pi \sinh 2m\alpha} \left[\frac{1}{m+1} + \frac{1}{m-1} - \frac{2}{m} \right], \\ B_{2m} = \frac{2}{\pi \sinh 4m\alpha} \left[\frac{1}{2m+1} + \frac{1}{2m-1} - \frac{1}{m} \right], \quad B_{2m+1} \text{ ähnlich.}$$

Aus $\Phi + i\Psi = f(\xi + i\eta)$ und aus $T = -\varrho/2 \iint \Phi \frac{\partial \Phi}{\partial n} ds$ werden entsprechende Ausdrücke für das Geschwindigkeitspotential Φ und die kinetische Energie geleitet. Für den Sonderfall, daß die Ellipse zum Kreis vom Radius a ausartet, werden Polarkoordinaten r, η eingeführt ($c e^5 = 2r, c e^a = 2a$) und die Ergebnisse mit den Resultaten von Greenhill (Mess. Math. 8, 89, 1879) in Übereinstimmung gebracht. In einer früheren Arbeit (Bull. Calc. Math. Soc. 9, 7, 1920) wurden für Φ und Ψ etwas andere, aber ähnlich gebaute Ausdrücke gefunden, aus denen die der vorliegenden Arbeit durch einige Transformationen abgeleitet werden können.

Nripendranath Sen. On the motion of two Spheroids in an infinite medium. Bull. Calcutta Math. Soc. 13, 53—70, 1922, Nr. 1/2. Diese Arbeit ist eine Erweiterung der vorstehend besprochenen. Die Bewegung der beiden Körper ist jedoch vollständig beliebig (Translation und gleichzeitige Drehung um die gemeinsame Achse des drehungskörper), und hinsichtlich der Stärke der Abplattung oder Überhöhung [„oblate“ bzw. „prolate“, entsprechend dem + - bzw. — -Zeichen in der zweiten Klammer] und y in den obigen (voriges Ref.) Gleichungen], sowie auch des Abstandes der Körper bestehen keinerlei Beschränkungen. — Die Lösung der Laplaceschen Gleichung $\nabla^2 \Phi = 0$ mit den Randbedingungen $\Phi = 0$ im Unendlichen und den der Bewegung der Körper entsprechenden Werten auf den Oberflächen der Körper lautet nun

$$\Phi = \sum_{n=1}^{\infty} \{ A_n \cdot P_n(\mu_1) \cdot Q_n(\lambda_1) + a_n \cdot P_n(\mu_2) \cdot Q_n(\lambda_2) \\ + P_n^1(\mu_1) \cdot Q_n^1(\lambda_1) (B_n \cdot \cos \omega + C_n \cdot \sin \omega) \\ + P_n^1(\mu_2) \cdot Q_n^1(\lambda_2) (b_n \cdot \cos \omega + c_n \cdot \sin \omega) \}.$$

Die weitere Behandlungsweise [Transformation des Produktes $P_n^{\sigma}(\mu_2) \cdot Q_n^{\sigma}(\lambda_2)$, Erweiterung der A, B, C, a, b, c] ist genau die gleiche wie in der ersten Arbeit. Hier werden für die gleichen Spezialfälle geschlossene Näherungsausdrücke für

stanten entwickelt, auf die Möglichkeit einer geschlossenen Darstellung von Φ harmonischen Kugelfunktionen wird allerdings nur hingewiesen. Beide Arbeiten fehnen sich durch Klarheit der Darstellung aus, enthalten allerdings an einigen Stellen unnötige Wiederholungen. Sie sind weniger ein Beitrag zur Hydrodynamik als vielmehr in mancher Hinsicht eine Erweiterung in der Anwendung der Theorie der Legendreschen Funktionen.

EISNER.

Chapman. A Note on the Fluctuation of Water-Level in a Tidal-Power Reservoir. Phil. Mag. (6) **46**, 101—108, 1923, Nr. 271, Juli. Die Höhendifferenz h zwischen dem Meeresspiegel, welcher einer Ebbe- und Flutbewegung von der Form $H_0 \sin \omega t$ unterworfen ist, und einem abgeschlossenen Becken von der (mit der Tiefe veränderlichen) Grundfläche A , welches mit dem Meer durch Öffnungen von der Gesamtgröße a in Verbindung steht, kann angenähert durch $h = h_0 \sin(\omega t + \varepsilon)$ dargestellt werden, wenn die Öffnungen dauernd unter Wasser liegen und der Ebbe-

w. Flutstrom frei ($v = \pm \sqrt{2g \cdot (a \pm h)}$) aus- bzw. eintreten kann; $\varepsilon = \frac{2\pi}{12h \cdot 25\text{ min}}$.

Fourier-Entwicklungen für $\sqrt{a \pm h} = \sqrt{a} \pm \sqrt{h}$ (d. h. die Phasenverschiebung ε wird hier zunächst vernachlässigt) folgt $h_0 = (H_0^2 + h^2)^{1/2} - k$ und $\tan \varepsilon = (2k/h_0)^{1/2}$, wo $k = 2,018 \cdot 10^9 \cdot \left(\frac{a}{A}\right)^{3/2}$. Es wird dann dasjenige Verhältnis $\frac{a}{A}$ bestimmt, für welches theoretisch! die größte Kraftleistung (Wassermenge \times Gefälle) erreicht wird; die angegebenen Zahlen sind jedoch falsch, da die Kraftleistung nicht proportional $a \cdot h_0$, sondern proportional $a \cdot h_0^{3/2}$ ist. Außer diesem grundsätzlichen Fehler ändert sich auch nichts; insbesondere ist der Vergleich mit den von Professor Gibson im "Engineering" 1920 auf zeichnerischem Wege gefundenen Ergebnissen wertvoll. Die Arbeit stellt somit einen ersten Schritt auf dem Wege dar, die Möglichkeit einer Nutzgewinnung durch Ausnutzung der Ebbe und Flut auch quantitativ zu beleuchten.

EISNER.

Sparre. Sur le rendement des turbines à réaction munies de tubes d'aspiration. C. R. **176**, 935—939, 1923, Nr. 14. Berichtigung ebenda S. 1432, 1920. SCHEEL.

Cisotti. Remarque sur la Note „Circulation superficielle“ de M. P. Noaillon. C. R. **176**, 1209—1210, 1923, Nr. 18. Kurzer Hinweis darauf, daß Cisotti in den Rend. del Circ. Mat. di Palermo und den Atti del R. Istituto Veneto folgenden Satz ableitete: Bewegt sich ein fester Körper mit konstanter Geschwindigkeit in einer unbegrenzten vollkommenen Flüssigkeit, die zuvor in Rube und keinen Kräften unterworfen ist, so übt die Flüssigkeit auf den Körper einen Druck von der Größe Null aus, und die Wirkung besteht lediglich in einem solchen Kräftepaar, daß eine Komponente in der Bewegungsrichtung verschwindet. Das Ergebnis kann ausgedehnt werden auf beliebige (auch nicht drehungsfreie) Bewegung auch komprimierbare Flüssigkeit. Das Resultat von Noaillon (s. S. 1353) ist hierin mit enthalten. In den genannten Arbeiten Cisottis behandeln auch eine beliebige permanente Bewegung eines Körpers und eine Begrenzung der Flüssigkeit durch Wände.

EISNER.

blett. An Investigation of the Angle of Contact between Paraffin and Water. Phil. Mag. (6) **46**, 244—256, 272, 1923, August. Der Randwinkel zwischen Paraffin und Wasser wird dadurch ermittelt, daß ein Gefäß, in dem sich ein mit Paraffin überzogener Zylinder mit horizontaler Achse befindet, so weit mit Wasser gefüllt wird, bis dieses plan gegen den Zylinder ansteht. Die Tangentialphysikalische Berichte. 1923.

ebene an den Meniskus in der Berührungsline fällt dann mit der Tangentialebene den Zylinder in derselben Linie zusammen, und es kann aus der Eintauchtiefe und Winkel zwischen der Tangentialebene und der Horizontalen, d. i. der Randwinkel Flüssigkeit/Zylinder, errechnet werden. Es wurde im Mittel der Winkel Paraffin/Wasser zu $104^\circ 34'$ gefunden. Zur Untersuchung des Benetzungseinflusses ist der Zylinder drehbar angeordnet. Je nach der Drehrichtung ist der Randwinkel etwas größer oder kleiner; von einer gewissen Drehgeschwindigkeit (0,44 mm/sec) an erreicht die Benetzung ihren Höchstwert. Maximum und Minimum des Winkels unterscheiden sich dann um den gleichen Betrag vom statischen Wert. R. VIE

Millikan. Das vollkommen korrigierte Stokessche Fallgesetz. P. ZS. 24, 328, 1923, Nr. 15. Berichtigung. (Siehe diese Ber. S. 1277). STÖ

G. Reboul. Sur l'opacité acoustique des mers de nuages: application à la détermination rapide de l'épaisseur d'une couche nuageuse. C. 176, 1646—1648, 1923, Nr. 23. Zur Bestimmung der Dicke von Wolkenschichten man während des letzten Krieges folgende Methode mit Erfolg angewandt. wurden durch ein Geschütz Granaten abgeschossen, die in der Luft detonierten, zwar jede folgende um einen bestimmten Betrag (500 m) höher als die vorhergehende. Man beobachtete an verschiedenen Stellen am Boden die Schallstärke. Die nimmt zuerst kontinuierlich ab. Bei einer gewissen Höhe tritt eine Diskontinuität in der Abnahme der Intensität auf; der Schall wird plötzlich viel schwächer gehörbar. Dies ist dann der Fall, wenn die Granate gerade oberhalb der Wolkenschicht explodiert. Auf diese Weise gewinnt man einen Anhalt über die Höhe der oberen Grenze der Wolkenschicht. Die untere kann durch Ballonbeobachtungen festgestellt werden. KU

H. Haalck. Untersuchungen über die normale Gestalt der Erde und Massenlagerung in ihrem Innern. I. Teil. ZS. f. angew. Geophys. 1, 76—1923, Nr. 3. Verf. stellt sich in dem erschienenen I. Teil der Arbeit die Aufgabe, Gesetze über die normale Schwerkraft und Gestalt der Niveauflächen der Erde zu suchen, und zwar handelt es sich im besonderen um die Abweichung der normalen Niveauflächen von der ellipsoidischen Form und damit zusammenhängend um die Größe des letzten Gliedes in der Helmertschen Schwereformel. Von den theoretischen Untersuchungen werden nur die in mathematische Formeln gefaßten Ergebnisse mitgeteilt. Es wird gezeigt, daß die Deformationskonstante für die Erdoberfläche — eine gewisse Konstante, welche ein Maß für die Abweichung der Niveauflächen von der elliptischen Form darstellt — auch bei wesentlich verschiedenen Annahmen über die Massenlagerung im Erdinnern nur innerhalb sehr enger Grenzen variieren kann. Die Berechnungen werden dann durchgeführt auf Grund der bei wesentlichsten Theorien über die Massenlagerung im Innern der Erde, 1. der neueren Wiechertschen Ansicht, 2. der älteren Legendreschen Formel. Als Resultat ergibt sich in Übereinstimmung mit früheren Untersuchungen (E. Wiechert, G. Darwin) derselbe mittlere Wert für die Deformationskonstante, dessen mittlerer Fehler etwa auf 10 Proz. geschätzt wird. HAA

Johnstone Taylor. Inspection Methods in a Steel-Ball Factory. An Mach. (Amer. Ausgabe) 59, 398, 1923, Nr. 11. [S. 1411.] BERN

Alex. Steuart. An Electric Clock with Detached Pendulum and Continuous Motion. Proc. Roy. Soc. Edinburgh 43, 154—159, 1923, Nr. 2. SCH

gust Riffart. Versuche mit Verdichtungsdüsen (Diffusoren). Dissertation Thn. Hochsch. München. 42 S. 1922. Es wird der Einfluß des Düsenöffnungswinkels und anderer konstruktiver Größen auf den Wirkungsgrad (Verhältnis der wirklichen zur idealen Erhöhung des statischen Druckes) untersucht und je nach Anordnung zwischen 0,67 und 0,90 gefunden. Der statische Druck im engsten Querschnitt wurde in der Düsenachse stets wesentlich höher als am Rande gefunden. In weiteren Querschnitten war das Verhältnis umgekehrt. „Durch Auftragen der Unterseite des am Rande und in der Düsenachse gemessenen statischen Druckes über die Düsenlänge erhält man die Kurve einer stark gedämpften Schwingung. Aus dem Amplitudenverlauf läßt sich die Wellenlänge und das Dämpfungsverhältnis bestimmen. Paritätige Schwingungen wurden bisher nur bei Strömungen mit Überschallgeschwindigkeit beobachtet.“

MAX JAKOB.

4. Aufbau der Materie.

Marie L. Huggins. Electronic structures of the spinels. Phys. Rev. (2) 1509—516, 1923, Nr. 5. Die Valenzelektronen der Spinelle sind höchstwahrscheinlich ungeordnet, daß sie sich paarweise auf oder nahe jeder Zentrumslinie zwischen angrenzenden Atomen befinden. Die Valenzschale jedes Sauerstoff- und zweiwertigen Metallatoms ist ein Tetraeder von Elektronenpaaren; die jedes dreiwertigen Metallatoms bildet ein Oktaeder von Paaren. Die Entfernung zwischen angrenzenden Atomzentren werden aus der Dichte berechnet und die Lagen der Sauerstoffzentren in Kristallen von MnAl_2O_4 , ZnCr_2O_4 , ZnFe_2O_4 , MgAl_2O_4 , MgCr_2O_4 , MnAl_2O_4 , MnCr_2O_4 und FeFe_2O_4 in Hilfe der Annahmen bestimmt, daß die Zn-O-Distanz in den drei ersten gleich dem Zinkoxyd ist, und daß die entsprechenden interatomistischen Distanzen in den verschiedenen Spinellen gleich sind. Für die chemischen Formeln $\text{R}''\text{O}\cdot\text{R}_2''\text{O}_3$ oder $(\text{R}''\text{O}_2)_3$ bietet die Anordnung der Atome und Elektronen keine physikalische Anwendung. Folgende Tabelle gibt die Atomradien der verschiedenen in den aufgezählten Spinellen enthaltenen Elemente; die Radien sind aus der R-O-Distanz unter Berücksichtigung berechnet, daß der Sauerstoffradius (Entfernung vom Atomzentrum bis zum Valenzelektronenpaar) 0,65 Å betrage. Jedes R'' -Atom ist von vier äquivalenten, tetraedrisch gelagerten, und jedes R''' -Atom von sechs an den Ecken eines Oktaeders befindlichen Sauerstoffatomen umgeben. Jedes Sauerstoffatom ist von drei äquidistanten R'' -Atomen und einem R''' -Atom umgeben.

	Atomradien		Atomradien
$\text{R}''(4 \times 2)(4 \text{ R})$	0,65 Å	$(\text{Cd}^{+2})(4 \times 2)(4\text{O}^{+6})$	1,51 Å
$\text{R}''(4 \times 2)(4\text{O}^{+6})$	1,81	$(\text{Fe}^{+3})(6 \times 2)(6\text{O}^{+6})$	1,38
$\text{R}''(4 \times 2)(4\text{O}^{+6})$	1,27—1,30	$(\text{Al}^{+3})(6 \times 2)(6\text{O}^{+6})$	1,26
$\text{R}''(4 \times 2)(4\text{O}^{+6})$	1,29	$(\text{Cr}^{+5})(6 \times 2)(6\text{O}^{+6})$	1,35
$\text{R}''(4 \times 2)(4\text{O}^{+6})$	1,89		KAUFFMANN.

Wahlin. The motion of electrons in carbon monoxide. Phys. Rev. 517—524, 1923, Nr. 5. Bildung negativer CO^- -Ionen in Kohlenoxyd ist, wie in ihren vorläufigen Versuchen gefunden wurde, äußerst selten. Dieses Ergebnis wird aufs neue an Kohlenoxydgas bestätigt, das aus Ameisensäure mit konzenter Schwefelsäure hergestellt und sorgfältig gereinigt worden war. Die beobachtete sehr hohe Beweglichkeit zeigt klar an, daß ein befreites Elektron in reinem Kohlenoxyd frei bleibt. Die Abhängigkeit der Elektronenbeweglichkeit von der Feld-

stärke und vom Druck wurde vermittelst Wechselströmen mit Frequenzen bis 340000 Zyklen verfolgt. Bei einem Druck von 723 mm wurde eine Beweglichkeit von 118 m/sec/Volt/cm gemessen, welche auf 81,5 m herabging, als die Feldintensität von 4,5 auf 48 Volt/cm stieg. Die Townsend-Compton-Theorie der Beweglichkeit ergibt für die Geschwindigkeit v eines Elektrons bei einer Feldstärke x die folgende Gleichung:

$$v = a \sqrt{\frac{x}{B + \frac{x}{p}}},$$

in welcher beim Kohlenoxyd $a = 1,87 \cdot 10^6$ und $B = 0,005$ ist, wenn p in Millimeter Quecksilber gemessen wird. Die Übereinstimmung mit dieser Formel läßt vermuten, daß die mittlere freie Weglänge von der Feldstärke unabhängig ist, und daß die Zusammenstöße der Elektronen mit den Kohlenoxydmolekülen sehr unelastisch

KAUFFM.

Th. Tommasina. Contribution à la théorie dynamo-cinétique de l'électricité et de l'atome. C. R. 176, 892—894, 1923, Nr. 13. Berichtigung S. 1192. Es wird als Postulat das Prinzip ausgesprochen, daß die Energie in letzter Analyse nur den dynamischen Wert der Bewegung der Materie sei, welche sie einzig und vollständig darstelle. Dem Elektron ist die Fähigkeit zur Deformation zuzuschreiben; in ihm findet sich die Materie im diskontinuierlichen Zustand, außerordentlich zerteilt in ein Wirbelsystem bildend. Jedes Korn der Wirbelmaterie besitzt außer der Umlaufbewegung noch eigene Rotationsbewegung. Diese Körner sind keine einfache materiellen Punkte, sondern energetische, unzerstörbare, bewegliche Gebilde; sie sind das kleinste und haben ein reelles Volumen. Der Verfasser nennt diesen letzten Standteil der Materie Energon, weil er das energetische Element par excellence das wahre absolute Quantum der Energie sei. Die Rotationsgeschwindigkeit des Energons ist die größte, welche existiert, und realisiert das Maximum an Energie mit einem Minimum an Materie. Das Atom der radioaktiven Körper enthält ein stabiles System energonischer Kerne, während die Atome der anderen Körper einen einzigen energonischen Kern oder ein stabiles Kernsystem analog den Doppelsternen besitzen.

KAUFFM.

Millikan. Das vollkommen korrigierte Stokessche Fallgesetz. Phys. 24, 328, 1923, Nr. 15. Berichtigung. (Siehe diese Ber. S. 1277.)

Walter Gerlach. Materie, Elektrizität, Energie. Die Entwicklung der Atomistik in den letzten zehn Jahren. VIII u. 195 S. Dresden und Leipzig, Verlag von Theodor Steinkopff, 1923 (Wiss. Forschungsberichte. Naturw. Reihe, herausgegeben von Raphael Ed. Liesegang, Band 7). Inhalt: Allgemeine Atomistik. Isotopie. Atomstrahlen. Molekulare Dipole. Abbau der Atomkerne. Elektrisches Elementarquantum. Ultraleitfähigkeit. Photophorese und Radiometereffekte. Änderungen des physikalischen Zustandes der Atome. Quantenmäßige Anregung von Linienspektra. Anregungsbedingungen des Röntgenspektrums. Kontinuierliches Röntgenspektrum. Spektrale Emission und periodisches System der Elemente. Modellmäßige Darstellung des Emissions- und Absorptionsvorganges im Atom auf Grundlage der Bohrschen Theorie. Erweiterung unserer Kenntnis des elektromagnetischen Spektrums. Lichtelektrischer Effekt und seine praktischen Anwendungen. Ultraleitfähigkeit. Eigenfrequenzen chemischer Radikale und Kristallbau. Strukturanalyse mit Röntgenstrahlen.

hren. Physikalische Grundlagen der Photochemie. Leuchten bei chemischen Reaktionen. Elektroaffinität. Chemische Reaktionen durch Elektronenstoß. Photochemische Katalyse. Strahlungsmessungen. Atomismus und Makrokosmos. SCHEEL.

Wil Kirchberger. Atom- und Quantentheorie. I. Atomtheorie. Mit 5 Figuren im Text. IV u. 49 S. II. Quantentheorie. Mit 11 Figuren im Text. IV u. 52 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1922 u. 1923 (Math.-phys. Bibl., herausgegeben von W. Lietzmann und A. Witting, Band 44 u. 45. [S. 1414.] SCHEEL.

van den Berg. Einiges über den Bau der Atomkerne. Chem. Weekblad 04—58, 1923. Verf. bespricht einige Untersuchungen von Harkins (Journ. Franklin 194, 329, 1923) und die von letzterem aufgestellten Stabilitätsbedingungen. Verf. engt zu dem Ergebnis, daß die von Harkins aufgestellten Regeln wenig über die von der Atomkernkonfigurationen aussagen. Selbst für die leichtesten Atome ist eine exakte, mechanische Behandlung einer Gleichgewichtskonfiguration infolge mathematischer Schwierigkeiten ausgeschlossen, wenigstens für das dynamische Gleichgewicht, das nach die Erscheinung der Radioaktivität geboten ist. Ein Anfang mit der Chemie des Atomkerne ist gemacht. Die experimentellen Hilfsmittel hierfür sind, neben neuen Atom-Gewichtsbestimmungen, Untersuchungen der zu jedem Element gehörenden Zahl Isotopen und der relativen Stabilität der verschiedenen Komponenten, sowie Untersuchungen der Radioaktivität, zu denen die von außen erregte Radioaktivität nach den Versuchen von Rutherford gezählt werden möge. Bezuglich der theoretischen Hilfsmittel sind neben Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen, besonders Francks Quantentheorie in der von Bohr herrührenden Ausbildung heranzuziehen. Es wird, wie bereits in der Bohrschen Theorie, auf die Ergebnisse der klassischen Mechanik zurückgreifen müssen.

*K. WOLF.

Hard A. Sonder. Zum Bau der Atomkerne. ZS. f. Krist. 57, 611—641, 1923. Fortsetzung von Sonder; Vierteljahrsschr. d. naturf. Ges. Zürich, Heft 3/4, 1923; über die Gesetzmäßigkeiten, welche sich in der Verbreitung (Häufigkeit) der verschiedenen Elemente bemerkbar machen. In einer Zeichnung (Abszisse: Ordnungszahl; Ordinate: Häufigkeit des Vorkommens des betreffenden Elements) wird für Sonnenatmosphäre, für Steinmeteoriten, für die Erdrinde das Gesetz der „geraden“ von Harkins“ (Phil. Mag. 42, 1922) bestätigt: „Die Elemente mit gerader Atomnummer sind in der Regel häufiger als ihre Nachbarn mit ungeraden Nummern“ (sonders bei den Steinmeteoriten.) — Nach Niggli haben die besonders häufigen Elemente Ordnungszahlen, die vom Sauerstoff an im Abstande 6 sich folgen:

1	8	14	20	26
H	O	Si	Ca	Fe.

Zusammenstellung dehnt Sonder weiter aus:

26	38	50	56	74	92
Fe	Sr	Sn	Ba	W	U
2×6	2×6	6	3×6	3×6	3×6

Differenzen, welche die Häufigkeitsmaxima trennen, sind Zahlen, welche raumgeometrische Bedeutung haben: 6, 8, 12 Zahl der Würfel-, Oktaeder-, Rhombendekader-Flächen. — Ein raumgeometrisches Prinzip kommt auch in der Regel „geraden Zahlen“ zum Ausdruck: im allgemeinen wird sich aus einer geraden Anzahl von Bausteinen besser ein symmetrisches und damit stabiles Gebilde aufbauen als mit einer ungeraden Anzahl. — Ziel der Arbeit: Die Elemente, welche

besonders häufig sind, kehren demnach mit einer gewissen Regelmäßigkeit im odischen System wieder. Besonders häufig dürften im Sinne der Entwicklungen der Atome jene Elemente sein, welche einen sehr stabilen Atomkern besitzen, es ist zu erwarten, daß die Gesetzmäßigkeit, welche wir in der Häufigkeit des kommenden der Elemente finden, sich auch im Aufbau, d. h. im wesentlichen Bestandteile des Atoms zeigt. Es wird deshalb versucht, auf Grund der Annahme von P. ein statisches Modell des Kerns zu entwerfen, welches alle Kerne bis Uran umfaßt. Als Strukturelemente werden betrachtet: a) das positive Elektron (Proton; H-Kern), b) das negative Elektron. — „Ein statisches Modell schlägt für den Atomkern berechtigt; die Größenordnung der Kerne sowie der hohe Materialverlust bei der Packung (etwa 0,8 Proz., da das Atomgewicht von H 1,008 beträgt) läßt darauf schließen, daß die Struktureinheiten enge beieinander liegen; eine geringe Bewegungsfreiheit wird für den größten Teil der Kern-Bausteine kaum vorhanden sein.“ — Weitere Annahme des Verf.: „Für alle Kerne gilt ein einheitliches durchgehendes Bauprinzip.“ — In diesen Modellen werden infolge der geometrischen Gesetze abwechselnd Formen (z. B. Würfel, Oktaeder) auftreten müssen, welche durch hohe Symmetrie, demnach durch hohe Stabilität auszeichnen; die dadurch bestimmten Elemente werden die häufigsten sein. — Die Wiederkehr der Maxima Häufigkeit läßt eine gewisse Periodizität erkennen (siehe oben Satz von Niels Bohr nach dem Hinzufügen einer gewissen Anzahl von Bausteinen kehren die gleichen geometrischen Gebilde wieder. Im besonderen sind es Würfel und Oktaeder, welche abwechselnd auftreten. (Kernperiodizität.) Es lassen sich noch weitere Häufigkeitsmaxima feststellen, welche auf eine untergeordnete Kernsymmetrie zurückzuführen gehen. — Jene Stammkerne, welche sich durch vollständige geometrische Formen auszeichnen, werden A-Stammkerne genannt (die anderen B-Stammkerne). A-Stammkerne sind: a) Würfel (1 H), 8 O, 26 Fe, 74 W; b) Oktaeder 6 C, 12 Ba. — Die Ordnungszahlen der jeweiligen Formen enthalten die Gesetze der Kernperiodizität. In einem besonderen Schema sind dieselben in Beziehung gesetzt zu den natürlichen System der Elemente. — Die Arbeit stellt ferner einen wichtigen Beitrag zur Entwicklungslehre der Elemente dar und gibt weitere wichtige Einblicke in die Entwicklung des Aufbaues der Welt, nachdem bereits die Astronomie (Entwicklung der Sterne, Clarke, Lockyer) auf manche solche Beziehungen hingewiesen hatte. Es wird die Voraussetzung gemacht, daß die heutige Elementverteilung in einem materiellen Evolutionsprozeß zurückzuführen ist, welcher von Protonen (H-Kern) und Elektronen seinen Ausgang genommen hat. In diesem Zusammenhang wird der Gedanke begründet: Die absolute Häufigkeit verschiedener Kerne ist eine Funktion der bei der Elementgenesis wirkenden Halbwertzeiten. Ferner weist Sonder auf eine andere Seite der kosmischen Erscheinungen hin, welche für die Rechtfertigung evolutionistischer Ideen bedeutsam ist, die Energiebilanz der stellaren Prozesse. Die bei derselben feststellbare Energieproduktion ist derart, daß diese ohne Herbeiziehung intraatomarer Energiequellen unverständlich ist. Unter Benutzung der relativistischen Energie-Masse-Beziehung kommt W. Nernst zu dem Resultat, daß im Falle der Sonne ein Energieäquivalent von 0,34 Proz. der Sonnenmasse genügen könnte, die Strahlung dieses Gestirns während seiner vermutlichen Entwicklung zu erklären.

A. P. Laurie. Experiments with a Model to illustrate the Combination of Two Atoms consisting of Magnetons round a Positive Nucleus. *Proceedings of the Royal Society of Edinburgh* 43, 72—84, 1923, Nr. 1. In dem Atommodell von J. J. Thomson werden die Elektronen durch Magnetonen ersetzt gedacht; es wird zuerst theoretisch

en experimentell durch ein besonderes Modell untersucht, welche Stellung bei der Annäherung zweier Atome jene Magnetonen gegenseitig einnehmen, die dabei einander am nächsten kommen. Beschreibung des Modells: Vier feste Spulen, Durchmesser 8 mm; je 200 Windungen Kupferdraht, dieselben sind auf Ständern mit schweren Gewichten befestigt und können beliebig aufgestellt werden. Dieselben stellen vier feste Magnetonen der zwei Atome dar; die zwei beweglichen Bindungsmagnetonen werden durch ebenso große Spulen dargestellt, welche auf einem Rahmen sitzen, der sich um eine vertikale Achse drehen kann; außerdem können sich die Spulen für sich drehen. Durch die Spulen werden Ströme von etwa 2 Amp. geschickt. Aus der Art der Einwirkung schließt der Verf., daß das Molekül, welches sich durch die Vereinigung zweier Atome bildet, einen elliptischen Querschnitt besitzt, und daß die zwei positiven Elektronen angenähert die Brennpunkte der Ellipse werden. — Wenn diese Versuche die Methode der Vereinigung ohne Übertragung eines Elektrons zwischen zwei Atomen richtig darstellen, so zwingen sie zu einer neuen Definition der Wertigkeit. Nach diesen Versuchen hängt die Wertigkeit von der Zahl von Gruppen von drei Magnetonen in der äußeren Schale ab; die zentralen Magnetonen bewegen sich nach auswärts in die neue Lage; die beiden anderen sind zur Aufrechterhaltung erforderlich; (einzige Ausnahme der Wasserstoff). Verf. entwickelt seine Vorstellungen über den Bau des O-, H-, H₂O-Moleküls und ganz besonders der Moleküle der C-Verbindungen. Zn Schluß wendet Laurie seine Theorie auf die Bildung von Ionen an. Während man sich früher den Vorgang der Ionenbildung so dachte, daß das Molekül in der Lösung auseinanderfällt, weiß man jetzt, daß Ionen bereits im Kristall (z. B. im NaCl-Kristall) vorhanden sind. Die Ionisierung muß also als ein Vorgang betrachtet werden, der von der chemischen Verbindung vollständig verschieden ist: Ein Chloratom nimmt ein Magneton aus dem Natriumatom, und es entstehen so zwei Ionen, welche nicht in demselben Sinne vereinigt sind wie z. B. C und O. Eine mögliche Erklärung soll darin bestehen, daß die Magnetonen in der Schale eines metallischen Elements entgegengesetzt gelagert sind wie in einem nicht-metallischen, d. h. daß die Elektronen ringförmig SN, SN statt NS, NS gelagert sind. (Prüfung dieser Vorstellung durch das oben beschriebene Modell.)

STÖCKL.

C. Lunn. Atomic constants and dimensional invariants. Phys. Rev. (2) 14, 1922, Nr. 1. Die Arbeit beschäftigt sich mit ihrer Dimension nach invarianten Produkten von universellen physikalischen Konstanten. Die Zahl der universellen Konstanten, deren Werte durch Versuche bestimmt sind, ist größer als die Zahl der unabhängigen Messungs-Grundeinheiten. Deshalb muß sich eine Reihe von Ausdrücken aufteilen lassen, welche der Dimension nach invariant sind. Jene Invarianten, welche eine theoretische Grundlage haben, können zur Prüfung der durch die Versuche erhaltenen Werte dienen. In dieser Abhandlung sind sieben Größen aufgeführt, deren Dimensionen als Funktion von Länge, Zeit, Masse allein bestimmt sind:

e = Verhältnis der Elektronenladung zur Quadratwurzel aus der Dielektrizitätskonstante;

m = Elektronenmasse;

$b = \frac{k^4}{a(4\pi)^6}$ [k = Boltzmann-Konstante;
 a = Koeffizient der Dichte der schwarzen Strahlung];

$f = \frac{h}{2\pi}$;

n = Rydberg-Schwingungszahl;

c = Lichtgeschwindigkeit;

γ = Gravitationskonstante.

Dazu kommt: ϵ = Dielektrizitätskonstante des Vakuums;
 h = Plancksche Konstante.

Die Dimensionen dieser 9 Größen können wir uns durch fünf ursprüngliche Einheiten bestimmt denken, nämlich durch die bekannten drei mechanischen Größen, durch die Temperatur und durch eine elektrische Einheit. Da die Einheit der Temperatur nur in k und a und die elektrische Einheit nur in e und ϵ eingeht, so genügt

nur die Verhältnisse $\frac{k^4}{a}$ und $\frac{e}{\sqrt{\epsilon}}$ zu betrachten, deren Dimensionen nur in Zentimeter

Gramm, Sekunden ausgedrückt sind. $\left[\frac{e}{\sqrt{\epsilon}} \right]$ soll lediglich durch e bezeichnet werden.

Der Verf. setzt $b = \frac{k^4}{(4\pi)^4 a}$ [in der Einleitungszusammenfassung schreibt der Verf.

$b = \frac{k^4}{a(4\pi)^6}$, siehe oben] und $f = \frac{h}{2\pi}$ (die natürliche Einheit des Impulsmomentums — angular momentum). Dann treten sieben Größen auf: e, m, b, f, n, c, γ , deren Dimensionen nur in Zentimeter, Gramm, Sekunden bestimmt sind; es muß dann ein Grundsystem von vier unabhängigen Invarianten auftreten, z. B. (gemessene Größen sind mit kleinen Buchstaben, invariante mit großen bezeichnet):

$$P = \frac{c^3 f^3}{b} \text{ (Zahlenwert } 2,588 \cdot 10^8\text{);}$$

$$S = \frac{e^3}{cf} \text{ (Zahlenwert } 7,295 \cdot 10^{-8}\text{)} \quad [S \text{ ist identisch mit dem Werte } \alpha \text{ von Sommerfeld } 7,290 \cdot 10^{-8}\text{);}$$

$$G = \frac{\gamma m^3}{e^2} \text{ (Zahlenwert } 2,377 \cdot 10^{-43}, \gamma = 6,675 \cdot 10^{-8}, m = 9,009 \cdot 10^{-28}, e = 4,774 \cdot 10^{-10}\text{);}$$

$$E = \frac{n e^3}{m c^5} \text{ (Zahlenwert } 3,087 \cdot 10^{-8}\text{).}$$

Daneben gibt es noch viele andere Beziehungen, z. B.

$$L = \frac{b}{e^6} = \frac{1}{PS^3}; \frac{\gamma^3 m^6}{6} = \frac{G^3}{L}; PLS^3 = 1; \frac{mc}{fn} = \frac{S}{E}; GE = \frac{\gamma mn}{c^2}.$$

Bis jetzt sind folgende zwei Beziehungen auf Grund theoretischer Überlegungen bekannt:

$$P = \frac{2^{12} \pi^8}{15} \text{ (aus der Theorie von Planck über die Energieverteilung im Spektrum);}$$

$S^3 = 4\pi E$ (aus der Spektrumtheorie von Bohr). — Beide Werte stimmen mit den durch Versuche ermittelten auf 0,2 Proz. überein. Wenn man in Übereinstimmung mit Lewis-Adams $L = 1$ setzt statt 0,995, dann müßte der Wert für e von Millilitern 0,5 Proz. zu hoch sein. Da der Wert von $S = 0,00730$ ist, ist $1 + S + m = 1,00730$ (Atomgewicht von H) und $4 + 2m = 4,0011$ (Atomgewicht von He). S wird weiterhin dieser Beziehung als Packungseffekt angesprochen. Für S werden verschiedene zahlenmäßige Formeln entwickelt, z. B.

$$\frac{32}{45 \pi^4} = 0,007300, \quad \frac{7}{960} = 0,007292, \quad \frac{\pi}{2^4 3^3} = 0,007272,$$

$$\frac{11}{480 \pi} = 0,007294, \quad \frac{7}{\pi^6} = 0,007281, \quad \frac{3^2}{5^3 \pi^3} = 0,007295.$$

Wenn $M_1 = \frac{\text{Masse des H-Atoms}}{\text{Masse des Elektrons}}$; $M_2 = \frac{\text{Masse des He-Atoms}}{\text{Masse des Elektrons}}$ ist, dann ist $S^2 M_1 =$

und $S^2 M_2 = \frac{5}{26}$ (bis auf 0,1 Proz. genau). Daneben sind noch ähnliche zahlenmäßige Beziehungen entwickelt, denen teilweise eine theoretische Bedeutung zukommt,

teilweise auch nicht; z. B. $\frac{S}{E M_1} = 2^7$; $\frac{E^6}{GS} = \frac{1}{2}$; $G = 3 \left(\frac{E}{M_1} \right)^4 (1 - 2S)$. STÖR

Kleeman. The absolute values of the electrical moments of atoms and molecules. *Science (N. S.)* **57**, 747—748, 1923, Nr. 1487. [S. 1502.]

Terenin. The Normal Orbit of the Electron in the Atom of Mercury. *Russ. Phys.-chem. Ges.* **50**, 51—56, 1922, Nr. 1/3 u. *Trans. Opt. Inst. Petrograd* **2**, 6 S., 1923. [S. 1478.]

Kossmel. Die Beziehungen der Bohrschen Atomtheorie zur Deutung elektrolytischer Vorgänge. *Naturwissenschaften* **11**, 598—604, 1923, Nr. 27. **KOSSEL.**

Erhard Buchwald. Das Korrespondenzprinzip. VI u. 127 S. Braunschweig, 1923, von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1923. (Sammlung Vieweg Heft 67.) [S. 144.] **SCHEEL.**

Hertz. Über die Anregung von Spektrallinien durch Elektronenstoß. *Naturwissenschaften* **11**, 778—779, 1923, Nr. 37. [S. 1477.] **MINKOWSKI.**

Mackay. Ionization potentials of He, Hg, H₂, N₂, O₂, NH₃, H₂O. *Phys. Rev.* (2) **21**, 717, 1923, Nr. 6. Messungen der Ionisierungsspannungen nach der von Rutherford und Dixon (Phys. Rev. **10**, 496, 1917) benutzten Methode mit lichtelektrisch ausgelösten Elektronen ergeben bei He 24,5 H₂ 15,8, N₂ 16,3, O₂ 12,6, NH₃ 11,1, H₂O 3,2 V. Die Feststellung höherer Ionisationsstufen ist im Bereich bis 50 V nicht möglich. Als Eichgas ist bei Helium Quecksilber benutzt; die anderen Messungen stimmen dann mit Helium geeicht. **MINKOWSKI.**

Mark Silberstein. The crossed-orbit model of normal helium, its ionization potential and the Lyman series. *Phys. Rev.* (2) **21**, 720, 1923, Nr. 7. Voranzeige einer Arbeit, in der eine Formel diskutiert wird, die unter der Annahme streng kreisförmiger Bahnen für beide Elektronen des Heliums abgeleitet ist. Für die Ionisierungsspannung ergeben sich 24,35 V, auch die Linien 1S—mP und 1S—2S werden in Übereinstimmung mit Lymans Messungen wiedergegeben. **MINKOWSKI.**

Abbot. Dr. Astons experiments on the mass spectra of the chemical elements. With introduction. From the Smithsonian Rep. for 1920, 223—240, Nr. 22. Kurzgefaßte Beschreibung der Methode des Massenspektrographen von Aston. Einleitung des obengenannten Verfassers. **BEHNKEN.**

Summerfeld. The model of the neutral helium atom. *Journ. Opt. Soc.* **7**, 14—15, 1923, Nr. 7. Neutrales He ist diamagnetisch und hat eine Ionisierungsspannung V von 24,5 Volt. Von den Modellen ist das ältere Bohrsche paramagnetisch (Bohrsche Magnetonen) und hat $V = 28,75$ Volt, das neuere Kemble-Bohrsche Modell paramagnetisch (ein Bohrsches Magneton) und hat (nach van Vleck) 24,35 Volt. Da Bohrs Ansicht, das magnetische Moment könne gar nicht, wie eben gezeigt, in klassischer Weise aus dem Impulsmoment berechnet werden, noch keine weitere Annahme gründliche besitzt, erscheint es befriedigender, von diesem Zusammenhang abzuweichen und ein Modell mit verschwindendem Impulsmoment zu suchen, dessen magnetisches Moment natürlich komplanar sein muß. In einem ersten Abschnitt wird nun an dem Modell mit mitbewegtem Kern in etwas einfacherer Darstellung die schon früher (Ann. Phys. **51**, 39, 1916) gemachte Feststellung wiederholt, daß man die richtigen Rydbergs erhält, wenn man jeweils die Summe der azimuthalen Integrale und ebenso der radialen für Kern und Elektron einem ganzen Vielfachen von \hbar gleichsetzt. Einzelnen in bezug auf den gemeinsamen Schwerpunkt genommenen Impulsintegrale

grale werden demnach hier ganze Vielfache eines Bruchteils von \hbar . Dies wird in einem zweiten Abschnitt auf das unerregte Heliumatom angewandt; der vollständige Ausdruck hat also hier zu lauten:

$$\left\{ \begin{array}{l} \int p_{r_1} dr_1 + \int p_{r_2} dr_2 + \int p_R dR = n'h, \\ \int p_{\varphi_1} d\varphi_1 + \int p_{\varphi_2} d\varphi_2 + \int p_\Phi d\Phi = kh, \end{array} \right.$$

wo die Zahlenindizes sich auf die Elektronen, die großen Buchstaben auf den gesamten Impulsmoments und Gleichheit der Perioden von r_1 und r_2 zu erwarten, präzise vollständig gegeben, das Modell also völlig bestimmt. Für erste Näherung, ruhenden Kern, fällt jeweils der letzte Integraleausdruck weg. Da weder $n'h$ noch $kh = 0$ sein kann (das erste hieße Zusammenstoß der Elektronen untereinander, das zweite Durchkreuzung des Kerns), wird für den Normalzustand für beide der Wert angenommen. Dann folgt aus der gekürzten Gleichung wegen der Gleichheit der beiden Elektronen:

$$\int p_{r_1} dr_1 = \int p_{r_2} dr_2 = \int p_{\varphi_1} d\varphi_1 = \int p_{\varphi_2} d\varphi_2 = \frac{1}{2}h$$

und in einem dritten Teil für die unter Vernachlässigung der wechselseitigen Stoßung zu erwartenden Keplerellipsen durch Einsetzen in die allgemeinen Ausdrücke

$$a = n^2 \cdot \frac{a_1}{Z}, \quad b = nk \cdot \frac{a_1}{Z}$$

(n Gesamtquantenzahl für das einzelne Elektron, hier $= 1$; k Azimutalquantenzahl, a_1 große Achse im H-Atom) für Achsen und Exzentrizität:

$$a = \frac{1}{2}a_1; \quad b = \frac{1}{4}a_1; \quad \frac{b}{a} = \sqrt{1 - \varepsilon^2} = \frac{1}{2}; \quad \varepsilon = \frac{\sqrt{3}}{2}.$$

Über die relativen Lagen der Ellipsen und der Elektronen auf ihnen gibt diese Näherung nichts; mit einer Figur wird die Annahme vertreten, daß die Aphelen einander gegenüberliegen und jeweils ein Elektron sein Perihel erreicht, wenn das andere sich in seinem Aphel befindet. In einem letzten Abschnitt hervorgehoben, daß die gegenseitigen Störungen mit wachsendem Z zurück müssen, so daß das einfache Bild immer besser zutreffen sollte, daß aber nun die Relativitätskorrektion bedeutend größer wird als für Kreisbahnen. Berechnet man dem ersten Glied des allgemeinen Ausdrucks für die Relativitätskorrektion:

$$\frac{\alpha^2 (Z-s)^4}{n^4} \left(\frac{n}{k} - \frac{3}{4} \right)$$

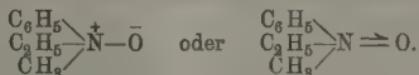
den Beitrag zur K -Grenzfrequenz einmal für Umwandlung aus zwei Kreisbahnen, andere Mal aus zwei der hier vorgeschlagenen Ellipsen zur Kreisbahn des Restelektrons, so ergeben sich die Werte: $\frac{1}{4} \alpha^2 (Z-s)^4$ und $\frac{9}{4} \alpha^2 (Z-s)^4$,

von denen der erste bekanntlich im ganzen mit den Beobachtungen übereinstimmt, der zweite, neunmal größere, also zu hoch ist. Indes mag diese Abweichung von dem allzu rohen Charakter der Näherung herrühren, denn der verwendete Relativitätsausdruck setzt freies Präzidieren der Ellipsen voraus, was hier wegen der Gegenläufigkeit der komplanaren Bahnen nicht möglich ist. Der Verf. hält also dennoch die hier entwickelte allgemeine Vorstellung vom Bau der K -Schale für richtig und hebt noch hervor, daß es ihm unmöglich scheine, daß im Innern jedes Atoms ein System aus Impulsmoment und magnetischem Moment, wie das Bohrsche K -System, vorliege. Schließlich wird mitgeteilt, daß ein erster Versuch Heisenbergs, K zu rechnen, zunächst nahe an 24,5 Volt zu führen schien.

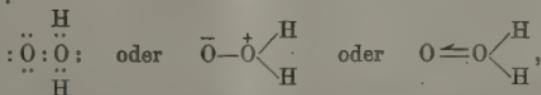
Martin Lowry. The electronic theory of valency. Part I. Intramolecular
Association. Trans. Faraday Soc. 18, 285—301, 1923, Nr. 3. Nach der Oktett-Theorie
ist jedes Element nur eine Hauptvalenz und diese kann bei elektronegativen Elementen
stets als eine Kovalenz oder als eine Elektrovalenz von gleicher Zahl wirken.
Ist man die Möglichkeit gemischter Bindungen zu, so können sich bei Doppel-
bindungen gleichzeitig eine Kovalenz und eine Elektrovalenz ohne Störung der Oktett-
zählung betätigen. Der Verf. entwickelt seine Anschauung am Methyl-äthyl-anilin-
ring, welches folgende Struktur- und Oktettformel hat, wenn man nur das Wesentliche
schreibt:



Sauerstoff ist an den Stickstoff durch eine gemischte doppelte Bindung gekettet,
wobei die eine Bindung den gewöhnlichen durch Kovalenzen bewerkstelligen Ver-
bindungen entspricht, während die andere so auf Elektrovalenzen beruht, daß der
Sauerstoff positiv geladen und als Kation, der Sauerstoff negativ geladen und als
Anion erscheint. Dies wird in den nachstehenden Formeln durch + und — Zeichen
ausgedrückt, die durch einen vom positiven zum negativen Atom zeigenden Halbpfeil



Sauerstoff ist hier als gebundenes Anion vorhanden. Geladen wird er durch eine
Elektrovalenz und verkettet durch eine Kovalenz. Das Wasserstoffperoxyd erhält
eine Deutung:

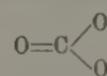


Die Eigenschaften besser darstelle als die konventionelle Formel H_2O_2 , nach
der zwei Hydroxyle durch eine Kovalenz miteinander verkettet sind. Das Ozon wird
gegäßt als $\text{O} \rightleftharpoons \text{O} \rightleftharpoons \text{O}$. Die zunehmende Beständigkeit der Oxsäuren mit wachsen-
dem Sauerstoffgehalt wird an Hand der nachstehenden Tabelle erklärt.

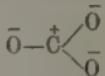
Elektronenformeln für die Ionen der Chlorosäuren.

Name der Säure	Formel des Ions	Elektronenformel des Ions	Die die gemischte Doppelbindung zeigenden Formeln
Chlorsäure	Cl'	$\ddot{\text{C}}\text{l} :$	$\ddot{\text{C}}\text{l}$
Chlorige Säure . . .	ClO'	$\ddot{\text{C}}\text{l} : \ddot{\text{O}} :$	$\text{Cl} - \bar{\text{O}}$
Chlorge Säure	ClO_2'	$\ddot{\text{O}} : \ddot{\text{C}}\text{l} : \ddot{\text{O}} :$	$\ddot{\text{O}} - \ddot{\text{C}}\text{l} - \bar{\text{O}}$ oder $\text{O} \rightleftharpoons \text{C} \rightleftharpoons \text{O}$
Chlorsäure	ClO_3'	$\ddot{\text{O}} : \ddot{\text{C}}\text{l} : \ddot{\text{O}} :$	$\ddot{\text{O}} - \ddot{\text{C}}\text{l} - \bar{\text{O}}$ oder $\text{O} \rightleftharpoons \text{C} \rightleftharpoons \text{O}$
Chlorosäure	ClO_4'	$\ddot{\text{O}} : \ddot{\text{C}}\text{l} : \ddot{\text{O}} :$ $\ddot{\text{O}} :$	$\ddot{\text{O}} - \ddot{\text{C}}\text{l} - \bar{\text{O}}$ oder $\text{O} \rightleftharpoons \text{C} \rightleftharpoons \text{O}$

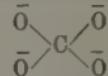
Das Wesentliche lehren die Formeln der vierten Kolumne. Das Chloratom ist ursprünglich negativ und geht durch die verschiedenen Stadien Cl , Cl^+ , Cl^{++} und Cl^{+++} bis es einen Überschuß von drei positiven Ladungen hat. Da der Sauerstoff in jeder dieser Bindungen negativ geladen ist, so wird vom Verf. geschlossen, daß die Beständigkeit derselben mit der Polarität des zentralen Chloratoms zunimmt. Das Maximum wird bei der Überchloräure erreicht, und zwar deswegen, weil hier alle Elektronen des Chloroketts von anderen Atomen beansprucht sind und keine weiteren Sauerstoffatome sich anhaften können. Dieselben Gesichtspunkte gelten für die Säuren des Schwefels, der im Schwefelwasserstoff, in den unbekannten Säuren H_2SO und H_2SO_2 , in den schwefeligen und Schwefelsäuren durch die Stadien S , S^+ , S^{++} und S^{+++} geht. Auch die Säuren des Phosphors unterwerfen sich der entwickelten Anschauung. — Die Formeln haben den Vorteil, den Unterschied zwischen den einfachen und den doppelten Bindungen der älteren Formeln auszuschalten. Sie lassen den Bau der Ionen, in die Sauerstoffatome in Betracht kommen, als symmetrisch erscheinen und bringen so in Beziehung zu kristallographischen Daten. Für das Carbonation gilt:



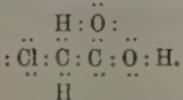
alte Formel,



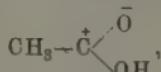
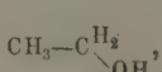
neue Formel, Ion der Orthokohlensäure.



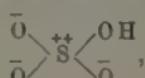
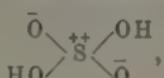
Das Ion der Orthokohlensäure ist unbeständig, weil sein Zentralatom neutral ist, daher keine Polarität besteht. — Die sauren Eigenschaften und die Ionisierbarkeit sind auf die Abstoßung zwischen einem schweren positiven Kern und dem leichten Kern eines Wasserstoffatoms zurückzuführen. Die abstoßende Kraft wächst in der Reihe $\equiv\text{CH}$, $=\text{NH}$, $-\text{OH}$, ClH , hauptsächlich infolge des zunehmenden Gewichts des Kerns, augenscheinlich aber auch in umgekehrtem Verhältnis zur Zahl der Wasserstoffkerne, auf welche die Abstoßung wirkt. Die Abstoßung kann sich durch mehrere Atome hindurch betätigen, denn auch ein relativ entferntes Chloratom vermag den sauren Charakter in Verbindungen wie die Chloressigsäure zu erhöhen. In diesen Fällen scheint der Mechanismus, durch welchen die Abstoßung übertragen wird, eine Verschiebung der Kerne relativ zu den Elektronenschalen zu sein. z. B. der nachstehenden Formel für die Monochloressigsäure von links nach rechts:



Ein wirksamer Weg, die Abstoßung zu verstärken, besteht in der Vermehrung der positiven Ladung des abstoßenden Atoms. Beim Übergang vom Alkohol zur Essigsäure



gewinnt durch die Ankettung eines Sauerstoffatoms mittels einer Elektrovalenz an Kohlenstoff eine positive Ladung und erhöht damit die im Hydroxyl auf das Wasserstoffatom ausgeübte Abstoßung. Aus demselben Grund wächst in der oben dargestellten Reihe der Säuren des Chlors mit zunehmendem Sauerstoffgehalt der saure Charakter. Negative Ladung der abstoßenden Atome wirkt entgegen und vermindert den sauren Charakter, wie sich an mehrbasischen Säuren, etwa an der Schwefelsäure zeigt:



HSO_4^- ist eine schwächere Säure als H_2SO_4 . — In der Diskussion erwidert Bry auf Einwendungen Shearers, daß nur in Entfernung sich ein Chlor- und Sauerstoffion anziehen, daß aber, wenn ein Proton in das Zentrum einer Oktettfläche gebracht sei, eine Abstoßung erfolgen müsse. Auf die von Porter und seine aufgeworfene Frage, warum von intramolekularer Ionisation und nicht von Dissoziation geredet werde, wird erwidert, daß letztere tatsächliche $+$ - und $-$ -Ladungen an Atomen voraussetze, ferner schrittweise Ausbildung dieser Ladung. KAUFFMANN.

Berlage, Jr. Over de baan en de energie van een valentie-elektron bij atomen van hoog gewicht. *Physica* 3, 206—212, 1923, Nr. 7. Um von dem üblichen, nur als Annäherung gedachten Rechenverfahren, nach welchem die Bahn der um den Atomkern laufenden Elektronen gleichmäßig auf Kugelschalen verteilt wird, freizukommen, stellt Verf. für die $z-1$ -Elektronen, welche um den Kern unter Ladung ze gruppiert sind, folgendes Potential Φ auf:

$$\Phi = -\frac{(z-1)er}{r^2 + b^2} + \frac{Pr^2 + Q}{r^2 + b^2}.$$

und Q sind Größen, die im Laufe der Rechnung ersetzt werden durch:

$$P = \frac{m}{2e} K^2 \left(1 - \frac{1}{z^3}\right) \quad \text{und} \quad Q = \frac{m}{e} K^2 b^2 \left(1 - \frac{1}{z}\right),$$

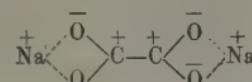
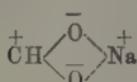
K die Flächenkonstante bedeutet. Es wird $b = 2 \cdot 10^{-9}$ cm gesetzt und die aus diesen Ansätzen ergebende Bahnkurve und Ladungsverteilung besprochen.

KAUFFMANN.

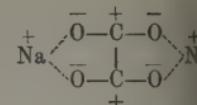
Das Martin Lowry. Studies of Electrovalency. Part I. The Polarity of Double Bonds. *Journ. chem. soc.* 123, 822—831, 1923, Nr. 726. Während eine doppelte Bindung entweder auf einer Kovalenz oder auf einer Elektrovalenz beruht, gilt in der organischen Chemie eine doppelte Bindung gewöhnlich, als ob sie eine Kovalenz und eine Elektrovalenz zugleich enthielte. Solche gemischte Doppelbindungen finden sich im Acetaldehyd $\text{CH}_3\text{.}\overset{+}{\text{CH}}\text{—}\overset{-}{\text{O}}$ und im Äthylen $\overset{+}{\text{CH}}_2\text{—}\overset{+}{\text{CH}}_2$. Die doppelten Bindungen im Sauerstoff und die dreifache im Stickstoff sind reine Kovalenzen, weil diese Gase sehr wenig reaktionsfähig sind. Im Acetylen und in der Blausäure dagegen sind die gemischten doppelten Bindungen vorhanden, $\overset{-}{\text{HC}}\text{=}\overset{+}{\text{CH}}$ und $\overset{-}{\text{N}}\text{—}\overset{+}{\text{CH}}$. Elemente, die Elektrovalenzen verkettet sind, reagieren bereitwilliger als solche in Verkettung von Kovalenzen. Die Reaktionsfähigkeit bei Kovalenzen hängt davon ab, wie leicht die Elektrovalenzen weichen; so muß sich Jodmethyl CH_3J zuerst verwandeln

und J. Bindungen mit Elektrovalenzen finden sich in metallorganischen Substanzen wie Zinkmethyl $\overset{+}{\text{CH}}_3\ldots\overset{+}{\text{Zn}}\ldots\overset{-}{\text{CH}}_3$ und Magnesiumjodmethyl $\overset{-}{\text{J}}\ldots\overset{+}{\text{Mg}}\ldots\overset{+}{\text{CH}}_3$. Überlagerung beider Valenzarten ist bei ungesättigten Gruppen wie $\text{C}=\text{C}$, $\text{C}=\text{O}$ und $\text{C}=\text{N}$ anzunehmen und auszudrücken durch $\overset{+}{\text{C}}\text{—}\overset{-}{\text{C}}$, $\overset{+}{\text{C}}\text{—}\overset{-}{\text{O}}$ und $\overset{+}{\text{C}}\text{—}\overset{-}{\text{N}}$. Die Elektrovalenz entspricht der Partialvalenz von Thiele, denn nur sie kann, wie die H-Strahlung der Kristalle beweist, sich teilen. Substanzen mit Systemen konjugierter Doppelbindungen, z. B. das Butadien und der Krotonaldehyd, sind zu formulieren als $\overset{-}{\text{CH}}\text{—}\overset{+}{\text{CH}}\text{—}\overset{-}{\text{CH}}_2$ und $\text{CH}_3\text{.}\overset{+}{\text{CH}}\text{—}\overset{-}{\text{CH}}\text{—}\overset{+}{\text{CH}}\text{—}\overset{-}{\text{O}}$, und man ersieht hieraus, daß jede Doppelbindung zwischen einfachen und doppelten Bindungen in konjugierten Systemen unbedingt verschwindet. Gekreuzte Polaritäten herrschen in Substanzen wie Maleinsäure $\overset{-}{\text{O}}\text{—}\overset{+}{\text{C}}(\text{OH})\text{—}\overset{+}{\text{CH}}\text{—}\overset{+}{\text{CH}}\text{—}\overset{+}{\text{C}}(\text{OH})\text{—}\overset{-}{\text{O}}$, welche darum unbeständig sind und zum Zerfall in Ausweichprodukte neigen. Im Benzolkern erhalten die sechs Kohlenstoffatome eine ungewöhnliche Elektronegativität.

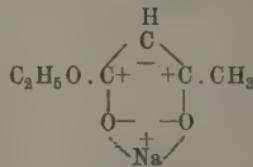
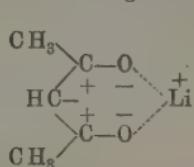
stoffatome abwechselungsweise $+$ - und $-$ -Zeichen und auf dieser Grundlage Verf. die Substitutionsregelmäßigkeiten abzuleiten. — In den Carbonsäuren schwindet die Unterscheidung zwischen der einfachen und doppelten Bindung beider Sauerstoffatome:



oder



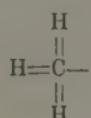
Auch das reaktionsfähige Wasserstoffatom der Methylenverbindungen wird als Elektrovalenzen gebunden aufgefaßt. Die Tautomerie beruht auf einem Wechsel der Anordnung der Elektrovalenzen. Bei tautomeren Ionen haftet das Metall beider in Frage kommenden Haftpunkten, und daher entstehen für die Salze Acetylaceton oder Acetessigester folgende Bilder:



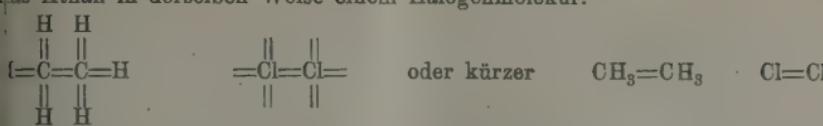
Verf. spricht die Ansicht aus, alle die verschiedenen Symbole wie Zackzack, Doppelbindungen, punktierte Linien, Klammern, Haupt- und Nebenvalenzen, zentrale und Parabindungen durch die Zeichen $+$ und $-$ ersetzen zu können. KAUFFMANN

Carl Angelo Knorr. Eigenschaften chemischer Verbindungen und die Ordnung der Elektronenbahnen in ihren Molekülen. ZS. f. anorg. Chem. 109—140, 1923, Nr. 2/3. Verf. macht die Annahme, daß die in einer homöopolaren Bindung beteiligten Elektronen sich ähnlich wie in den unverbundenen Atomen annähernd radialem Richtung bewegen, und daß daher die Bahnen der Elektronen im Molekül in Ebenen liegen, die eher die Verbindungslien der Atomkerne enthalten als zu ihr senkrecht stehen. Im Falle einer idealen homoopolaren Bindung verlaufen die Bahnen der gemeinsamen Elektronen den zweiten Atomkern mit umschlingend. Diese Bindungsart, bei der die Bahnen der an der Bindung beteiligten Elektronen in naher Beziehung zu den Kernen beider verbundenen Atome stehen, wird vom

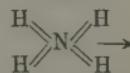
• zum Unterschied von der reinen Ionenbindung als Atombindung bezeichnet. Zwischen Ionenbindung und Atombindung kann eine Grenze nicht gezogen werden. Für eine einfache graphische Darstellung lassen sich Doppelstriche verwenden, die aber keine Valenzen, sondern die exzentrischen Bahnen der Bindungselektronen darstellen sollen. Über die durch Buchstaben bezeichneten positiven Atomreste hinaus längert gedacht werden müssen. Nebenstehende Formel gilt in dieser Darstellungsweise für das Methan, in welchem jedes Wasserstoffatom von zwei Elektronen umkreist wird, die zugleich auch das zentrale Kohlenstoffatom umkreisen. Die Molekülgruppe entspricht in bezug auf die aus sieben Valenzelektronen bestehende Elektronenhülle, einem Halogenatom:



Das Äthan in derselben Weise einem Halogenmolekül:



Formeln bringen zum Ausdruck, daß jedes Atom für sich durch stabile und ähnlich angeordnete Elektronengruppen umschlossen wird. — Die Elektronen der verschiedenen Atome im Molekül sind durch die Vermittlung der Bindungsstellen so ineinander verschränkt, daß die Oberfläche auch des Gesamt moleküls die Symmetrieeigenschaften besitzt, die, ähnlich wie bei den Edelgasen, zeigen, daß sich die Kraftwirkungen im Innern des Moleküls sehr weitgehend kompensieren und daher nach außen nur sehr kleine Restbeträge wirksam bleiben. Stoffe dieser Art verhalten sich so, als ob darin keine Ionen, sondern nur neutrale Atome vorkämen, wie dies für die organischen Verbindungen zutrifft. Hierher gehören die leichtflüchtigen Stoffe, in denen also Atombindungen anzunehmen sind, und Schwerflüchtigkeit auf Ionenbindungen hinweist. Die Vorstellung gerichteter Kräfte ist so zu erklären, daß die Bahnen der gemeinsamen Elektronen räumlich fest sind und daher die Atome an bestimmten Stellen des Moleküls festhalten. (Gegensatz zur Atombindung ist die reine Ionenbindung ungerichtet. Elektrostatische Aufspaltung reiner Ionenbindungen ändert die Lichtabsorption nicht, weil nur eine Trennung in sich abgeschlossener Elektronensysteme stattfindet; Lösungskräfte schaffen zumeist optisch völlig neue Verhältnisse. — Das Stickstoffatom im Ammoniak hat die Koordinationszahl 4 und kann daher unter Abgabe eines Elektrons, welches in nebenstehender Formel durch einen Pfeil gekennzeichnet ist, ein Wasserstoffatom aufnehmen. Die Anordnung der Bahnen an der Oberfläche des Ammoniumradikals entspricht der der Alkalimetalle, aber auch das Ammoniumion gleicht äußerlich den Ionen fast vollständig, da die Wasserstoffkerne durch die Bahnen der Bindungselektronen eingeschlossen werden. Betrachtungen derselben Art lassen sich ebenfalls auf anderen Oniumsalzen und bei der Ionisation von Kohlenstoffverbindungen anstellen. Intermolekulare Gegensätze sind dadurch bedingt, daß auch in Stoffen mit typischen Bindungsarten die Bindungselektronen den verbundenen Atomen häufig nicht ganz ausschließlich angehören, wodurch das eine Atom mehr negativ erscheint. Haupt- und Nebenvalenzen zu unterscheiden, ist nicht zweckmäßig, da man sie stets entweder als Ionenbindung oder als Atombindung ansehen kann. Außerdem existiert noch eine dritte Bindungsart, die Molekülbindung, die davon herröhrt, daß die Kräfte im Innern der Atome und Moleküle sich wegen der stets etwas unsymmetrischen Bauart gegenseitig niemals völlig kompensieren und daher Zusammensetzung ermöglichen, wie z. B. in den Kristallen unitarischer Verbindungen.



KAUFFMANN.

• Benrath. Physikalische Chemie. I. Chemisch reine Stoffe. II. Lösg. VIII u. 107 S. Dresden und Leipzig, Verlag von Theodor Steinkopff, 1923.
• Forschungsber., Naturw. Reihe, herausgeg. von Raphael Ed. Liesegang. VIII.) SCHEEL

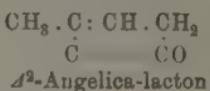
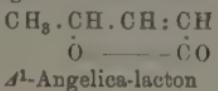
• Hirschfelder, L. Birkenbach und E. Kothe. Revision des Atomgewichtes des Thalliums. Analyse des Thallochlorids. Münch. Ber. 1922, S. 179—185, 2. Das Atomgewicht des Thalliums wurde auf einem bei diesem Element bisher nicht beschrittenen Wege bestimmt, und zwar dadurch, daß man reinstes Thallochlorid gewann und durch Umsetzung einer wässrigen Lösung desselben mit Silberchlorid die Verhältnisse $\text{TiCl}_3 : \text{Ag} : \text{AgCl}$ ermittelte. Das Thallochlorid

wurde aus käuflichem Thalliummetall dargestellt, das man in verdünnter Säure löste. Das so erhaltene Thallosulfat wurde durch Kristallisation gereinigt, nachdem die Abwesenheit von Blei festgestellt war, durch Salzsäure ins Chlor wandelt, das dann noch aus reinem Wasser in großen Platintöpfen umkristallisierte. Das frisch abgeschiedene Thallochlorid ist vollkommen weiß, färbt sich im Lichte violett, doch bei weitem nicht so rasch wie Chlorsilber. Zur Verwendung für die Analyse wurde das Präparat im Stickstoffstrom oder in trockener Luft im Quarzapparate destilliert. Zwölf Bestimmungen des Verhältnisses $TlCl : Ag$ und des Verhältnisses $TlCl : AgCl$ ergaben den gleichen Mittelwert $Tl = 204,39$, von dem der Verff. als das derzeit wahrscheinlichste Atomgewicht des Thalliums trachtet wird. Nach dem von Fajans vor kurzem aufgestellten Instabilitätsbereich dürfte keine stabile Atomart mit ungeradzahliger Kernladung und einem durchaus teilbaren Atomgewicht existieren. Daher müßte entweder das bisher geltende Atomgewicht $Tl = 204,0$ (Kernladung 81) unrichtig oder ein zufällig ganzzahliges Atomgewicht eines Isotopengemisches sein. Das neu ermittelte Atomgewicht 204,39 weicht stark von der Ganzzahligkeit ab und macht es sehr wahrscheinlich, daß das Thallium in der Tat ein Isotopengemisch ist. KAUFFMANN

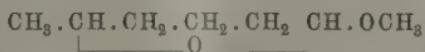
O. Höningschmid und L. Birckenbach. Revision des Atomgewichtes des Bortrichlorids. Ber. d. D. Chem. Ges. 56, 1467—1472, 1923, Atomgewichtsbestimmungen des Bors, welche ihren Ausgangspunkt vom Borborat nehmen, dürften nicht einwandfrei sein, da dieser möglicherweise neben dem Borborat auch noch höhere Polyborate, wenigstens in Spuren, enthalten kann. Die verwendeten Bortrichloride, das von Stock gereinigt worden war, und es unter besonderen Vorsichtsmaßregeln mit Wasser um. Die Lösung diente zur Bestimmung der Verhältnisse $BCl_3 : 3Ag$ und $BCl_3 : 3AgCl$. Von drei Proben des Bortrichlorids gab eine, die in ihrer Aufbewahrungskugel bis zur Verarbeitung 4 Monate liegengelassen war, einen sicher höheren Wert als die anderen, nämlich $B = 10,82$. Die beiden anderen stimmten miteinander überein und führten im Mittel zu dem Wert 10,82, welcher als das wahrscheinlichste Atomgewicht anzusehen ist und innerhalb des von Aston aus dem Massenspektrum berechneten Wertes $10,75 \pm 0,07$ liegt. Der derzeit gültige internationale Wert 10,90 ist zu hoch. In einer vorläufigen Arbeit haben Stock und Kuss durch Hydrolyse des Borhydrids B_2H_6 das Atomgewicht des Bors zu 10,806 gefunden. KAUFFMANN

O. Höningschmid, L. Birckenbach und R. Zeiss. Revision des Atomgewichtes des Eisens. Analyse des Ferrichlorids. Ber. d. D. Chem. Ges. 56, 1473—1478, 1923, Nr. 6. Aus selbst gereinigtem Eisen stellten die Verff. durch direkte Reduktion mit nachfolgender Sublimation im Chlorstrom reines Eisenchlorid $FeCl_3$ her, das sie in feinen, rotbraunen Kristallflittern, die in größerer Schichtdicke fast so dichten wie Eisenstaub, erschienen, gewannen. Sie lösten es in kalter, verdünnter Salpetersäure und bestimmen dann durch Fällung mit Silbernitrat die Verhältnisse $FeCl_3 : 3Ag$ und $FeCl_3 : 3AgCl$. Aus 25 Einzelbestimmungen ergab sich im Mittel $Fe = 55,847$. Baxter und Hoover erhielten durch Ermittlung des Verhältnisses $Fe_2O_3 : 3Cl$ die Zahl 55,847, so daß als derzeit wahrscheinlichstes Atomgewicht des Eisens der Wert $Fe = 55,85$ anzusprechen ist. KAUFFMANN

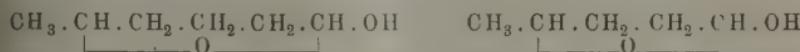
K. v. Auwers. Spektrochemische Notizen. Chem. Ber. 56, 1672—1682, Nr. 7. Ungesättigte Lactone vom Typus:



man an ihrem ungleichartigen spektrochemischen Verhalten unterscheiden. Die Lactone zeigen ziemlich hohe Exaltationen der Molekularrefraktion und -dispersion, während die γ -Lactone nahezu normal sind. Sie besitzen aber niedrigere Exaltationen als entsprechend gebaute acyklische ungesättigte Ketone, und dies entspricht der allgemeinen Regel, daß Ringschluß Überschüsse im Brechungs- und Zerstreuungsvermögen herabzumindern pflegt. — Anhäufung von Alkoxygruppen an einem Kohlenstoffatom ruft regelmäßig leichte Depression sowohl des Brechungs- wie des Zerstreuungsvermögens hervor; dies erinnert an die ähnliche, jedoch meist schwächere Wirkung von gem. Diakylgruppen. Cyklische Halbacetale wie



ad in reinem Zustande ebenso wie gewöhnliche acyklische Acetale spektrochemisch durch geringe Depressionen charakterisiert. Auf Grund dieser Befunde kann man schließen, daß δ -Oxy capronaldehyd und γ -Oxy-valeraldehyd in Wirklichkeit zyklisch auf sind und folgende Konstitution besitzen:



Izogen sind Oxy-Ketone wie der δ -Aceto-butylalkohole $\text{CH}_3 \cdot \text{CO} \cdot \text{CH}_2 \cdot \text{CH}_2 \cdot \text{CH}_2 \cdot \text{CH}_2 \cdot \text{OH}$ nicht cyklisch — Der Diphenyl-acetaldehyd ($\text{C}_6\text{H}_5 \cdot \text{CH} \cdot \text{CHO}$) hat tatsächlich die ihm zugeschriebene Konstitution und nicht die des Diphenylvinylalkohols ($\text{C}_6\text{H}_5 \cdot \text{C} \cdot \text{CH} \cdot \text{OH}$); es folgt dies aus spektrochemischen Vergleichen mit dem Diphenyl-vinyl-acetat ($\text{C}_6\text{H}_5 \cdot \text{C} \cdot \text{CH} \cdot \text{OCOC}_2\text{H}_5$). — In des Verfassers Berechnungen von aus Messungen im Heliumlicht sitzt, wie Schoorl hingewiesen hat, ein kleiner Fehler, der aber nach Lage der Verhältnisse bedeutungslos ist. KAUFFMANN.

William Arthur Bone, Dudley Maurice Newitt and Donald T. A. Townend. Gaseous Combustion at High Pressures. Part III. — The Energy-Absorbing Function and Activation of Nitrogen in the Combustion of Carbon Monoxide. Proc. Roy. Soc. London (A) 103, 205—232, 1923, Nr. 721. [S. 1504.] JAKOB.

Payá und E. Moles. Die Dichte des atmosphärischen Stickstoffs. Eine geringe Anomalie der Luft von Madrid. Anales soc. espanola Fis. Quim. 20, 2—254, 1922. Auf Grund zahlreicher Messungen kommen Verff. zu folgenden Resultaten: 1. Die Druckveränderungen scheinen die Dichte des Luft-N im gleichen Maße zu beeinflussen wie die Dichte der Luft selbst, so zwar, daß in Perioden geringen Luftdrucks der N mehr Ar enthält als sonst. 2. Die größte beobachtete Abweichung beträgt $1,3 \times 10^{-4}$. 3. Das Normalgewicht von 1 Liter atmosphärischen N beträgt, ermittelt durch 10 Messungen, $L_0 = 1,25681$. 4. Die Luft von Madrid zeigt, verglichen mit anderen Orten, eine Anomalie der Dichte, welche Verff. auf einen Gehalt an Ozon und erhöhten Edelgasgehalt zurückführen. * SCHMELKES.

J. W. Nicholson. The Quantum Theory and Isotopes. Phil. Mag. (6) 45, 8—817, 1923, Nr. 269. [S. 1477.] KOSSEL.

Carrière. Versuche über die Verteilung aktiver Emanationsniederschläge des Radiums unter der Wirkung eines elektrischen Feldes. B. Soc. Chim. Belgique 32, 5—18, 1923. Verf. setzt die Versuche von Schmidt (Phys. ZS 9, 184, 1928) und Mund [Le Radium (6) 2, 378, 1922] über den Einfluß physikalische Berichte. 1923.

eines elektrischen Feldes auf die Verteilung der Ra-Emanation in trockener feuchter Luft, in trockenem H_2 , in Naphthalindampf fort, ohne zu einem wesen-
neuen Resultat zu gelangen. *B.

Hermann Bongards. Radioaktive Zerfallsprodukte in der Atmosphäre und die Wahrscheinlichkeit ihrer Herkunft von der Sonne. 3. Mitt. Phys. ZS. 24, 295—296, 1923, Nr. 14. Verf. stellt Beobachtungen, die Wright Smith in Manila auf den Philippinen über den Emanationsgehalt der Luft gemacht haben, mit Beobachtungen zusammen, die von ihm in Lindenberg gemacht worden sind, und zwar in der Zeit von Juli bis November 1913. Es zeigt sich, daß die Schwankungen der Werte an beiden Orten gleich verlaufen, obgleich die Lindenberg Beobachtungen in einer Höhe von 1500 m und die Messungen in Manila in Bodennähe angestellt worden sind. Diese Parallelität wird dahin gedeutet, daß der Emanationsgehalt der Luft kosmischen Ursprungs ist. P. L.

Giovanni Trovato. Sui costituenti radioattivi di alcuni prodotti sottili dell' Etna. Cim. (7) 25, 177—189, 1923, Nr. 3/4. Sc.

Adolphe Lepape. Sur la mesure quantitative de l'émanation due au rayonnement α , Corrections dues à la pression et à la nature du mélange gazeux. C. R. 176, 1613—1616, 1923, Nr. 23. Bei der Messung des Radon-Emanationsgehaltes von Quellen sind unter anderem zwei Korrekturen zu bringen, nämlich eine für den Druck und eine über die Natur des Gases (Kohlensäure) im Ionisationsraum. Der Verf. bestimmt experimentell die Korrekturen des Apparats von Chéneveau und Laborde (Journ. de phys., März 1909). Volumen des Ionisationsraums: 3140 cm^3 . Die folgende Tabelle gibt die Korrekturen gleich dem Verhältnis des Ionisationsstroms bei dem Drucke p zu dem Ionisationsstrom bei dem Drucke von 760 mm sind.

Druck p	mm 450	550	640	720	760	800
Mittelwerte $\frac{J_p}{J_0}$	0,816	0,895	0,961	0,995	1,000	1,000

Der Fehler wird zu 0,5 Proz. angegeben. Die Zahlen sind unabhängig von der Stärke der Ionisation im Meßraum zwischen 3,2 und 25 Millimikr ($= 10^{-9}$ Curie). Sie gelten nur für den genannten großen Kondensator. Für kleinen Kondensator von 450 cm^3 ergaben sich folgende Werte:

Druck p	mm 650	700	760	800
$\frac{J_p}{J_0}$	0,900	0,947	1,000	1,030

Den Einfluß der Kohlensäure, die der Luft im Ionisationsraum zugemischt ist, folgende Tabelle:

Volumen CO_2	cm^3 0	300	500	1030	2000	2890
CO_2	Proz. 0	9,55	15,95	32,8	63,7	92
$\frac{J_m}{J_0}$	1	0,98	0,965	0,945	0,93	0,91

Beide Einflüsse sind daher bei der Messung von Quellwässern in Rechnung zu bringen. P. L.

D. H. Brauns. Optische draaiing en atoomdimensie. Physica 3, 69—75. Nr. 3. [S. 1474.] HOR.

William Lawrence Bragg. Die Beugung von X-Strahlen durch Kristalle. Vorlesung. Mit 2 Tafeln. 12 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft b. H., 1923. SCHEEL.

Beckenkamp. Atomanordnung und Valenz in Kristallen. ZS. f. anorg. Chem. 130, 69—86, 1923, Nr. 1. Verf. nimmt elementare Einheiten des Kerns, „Uratome“, an, deren Masse kleiner sein soll als die Masse des Kerns dividiert durch Elektronenzahl, und welche wie die Elektronen Schwingungen ausführen. Die Schwingungen der Uratome vollziehen sich um einen gemeinsamen Mittelpunkt, den Schwerpunkt des Kerns, in Ellipsen, deren kleine Achsen im Vergleich zu den großen zu denken sind. Aus der Vorstellung, daß die Umlaufszeiten gleich sind und den Atomkernen nach allen Richtungen elektromagnetische Wellen ausgehen, folgt, daß das Atom von einem tensionellen Felde, d. h. von einer Anzahl Schwerpunkte umgeben ist, deren Schärfe mit der Entfernung vom Kernschwerpunkt abnimmt. Die Faktoren, welche die gegenseitigen Abstände und Anordnungen der Atome bei Molekülen und bei Kristallen regeln, sind in erster Linie von den Atomwellen ausgehende stehende Wellen, in zweiter Linie von den äußeren Elektronen ausgehende elektrostatische und elektrodynamische Kräfte. Die Ursache der Isotypie ist das Bestreben, die Atome nach Tetraedern anzuordnen. Die Veränderlichkeit der Valenz ist eine Folge der verschiedenen Orientierung der Elektronenbahnen. Die Anordnung der Atome wird in erster Linie von den jedes Atom umgebenden Knotenpunkten bestimmt. Die Koordinationspunkte sind in erster Linie Funktionen des Atomkerns, die Valenzen solche der elektrischen Kraftlinien zwischen den Elektronen und den zugehörigen Kernen. KAUFFMANN.

Erich Tiede und Arthur Schleede. Röntgenographische Strukturuntersuchungen an lumineszenzfähigen Calciumwolframat. ZS. f. Elektrochem. 29, 304—306, 1923, Nr. 7 (13/14). Unter Einhaltung bestimmter Darstellungsverfahren kann ein Calciumwolframat gewonnen werden, das ohne Nachleuchten zu leuchten durch Röntgenstrahlen zu der bekannten intensiv blauen Lumineszenz erregt wird. Spuren von Fremdstoffen schwächen die Helligkeit der Lumineszenz und bewirken nun Nachleuchten. Dauer und Stärke der Phosphoreszenz hängen von den Verhältnissen und der Herstellungsmethode ab; schon ganz geringe Reste an Natriumsalz sind wirksam. Gut lumineszierende nachleuchtfreie Produkte besitzen bei -100° im Perzustand nur eine Emissionsbande, die im oberen Momentanzustand bei Zimmertemperatur unter dem Einfluß des Röntgenlichts die eingestrahlte Energie sofort als Phosphoreszenz zurückstrahlt. Nachleuchtfähige Präparate dagegen weisen außer der Phosphoreszenzbande eine zweite Emissionsbande auf, die sich bei Zimmertemperatur noch im Perzustand befindet und damit zur Ursache der Phosphoreszenz wird. Untersuchung alter und neu hergestellter Präparate nach der Methode Debye-Scherrer ergibt, daß die Fähigkeit zur Röntgenfluoreszenz mit der Kristallstruktur zusammenhängt und mit dieser erhöht wird. Produkte, die durch Umsetzen in der Kälte und kristallisiert erhalten sind, fluoreszieren wesentlich besser als in der Kälte gelöst. Auf kaltem Wege vor drei Jahren gewonnene Präparate, welche zunächst keine Röntgenfluoreszenz zeigten, erlangten beim Altern eine solche, indem sie zu einer Kristallstruktur annahmen. KAUFFMANN.

Frederick P. Davey. An X-ray examination of ZnO in vulcanized rubber. J. Soc. Chem. Ind. (2) 21, 719, 1923, Nr. 6. Bei der Untersuchung mit Hilfe der Röntgenstrahlen zeigt Gummi keinerlei kristallinische Substanz. Dagegen wurde in zwei verschiedenen Proben von vulkanisiertem Kautschuk ZnO nachgewiesen. In beiden

Fällen wurden Röntgenogramme erhalten, welche bis auf 0,1 Proz. mit jenen d. wöhnlichen ZnO identisch waren. Kristallisierter S oder ZnS wurden nicht gewiesen.

K. B.

A. A. Lebedeff. On Polymorphism and Annealing of Glass. *Journ. Phys.-chem. Ges.* **50**, 67—84, 1922, Nr. 1/3. Vgl. diese Ber. **3**, 1315, 1922. S.

Hugo Krause. Was muß der Maschineningenieur vom Eisenkohlen-diagramm wissen? *Maschinenbau* **2**, 959—961, 1923, Nr. 24 (Gestaltung S. 255). Es werden zunächst die verschiedenen Kristallformen (Polymorphie) der Metalle, die verschiedenen Arten der Löslichkeit, sowie die Herstellung der Schritte und thermische Analyse kurz erläutert. Dann wird auf einige Formen von Zusammendiagrammen eingegangen, das des Fe-C-Systems wiedergegeben und gezeigt, welche Folgerungen man daraus ziehen kann (z. B. das Hebelgesetz, die Erstarrungsvorgänge). B.

Graefe. Die chemische, metallographische und physikalische Prüfung von Stahl (in Stangenform). *Maschinenbau* **2**, 257—60, 1923, Nr. 24. [S. 255.]

P. Oberhoffer und H. Stein. Über den Einfluß der Gießtemperatur auf die Eigenschaften von grauem Gußeisen. *Gießerei* **10**, 423—425, 431, 1923, Nr. 38 und 39. [S. 1420.] B.

O. Bauer und K. Sipp. Versuche zur Klärung der Abhängigkeit der Schwindung und Lunkerung beim Gußeisen von der Gattierung. *Metall und Eisen* **43**, 1239—1247, 1923, Nr. 39. Bei allen Schmelzen erfolgte unmittelbar nach der Erstarrung eine beträchtliche Ausdehnung, die anscheinend mit der Dicke des Erstarrungssintervalls im Zusammenhang steht. Ein Einfluß der Gießhitze ist sich nur bei den Si-haltigen Stäben bemerkbar. Jene Ausdehnung nahm mit steigendem Si- und P-Gehalt allmählich ab. Die größte Gesamtschwindung wies eine erstarnte Schmelze auf. Im allgemeinen bewirken die Zusätze, welche die Graphitausscheidung begünstigen (Si, P) eine Verringerung der Schwindung. Mit wachsendem Mn-Gehalt nimmt sie dagegen zu Anfang ab und steigt darauf wieder schließlich nochmals, wenn auch langsam, abzufallen. Der Einfluß des S ist gering, anscheinend wirkt er erhöhend auf die Schwindung. Bei heiß vergossenen Stäben traten nur Außelunker, bei kalt gegossenen Innenlunker auf; bei jenen die Lunkerbildung im allgemeinen größer. Bei Stoffen, welche kleine Schwindungen geben, wird auch die Neigung zur Lunkerbildung verringert, bei Mn-Zusatz aber einige Unregelmäßigkeiten auf. Mit steigendem P-, Si- und Mn-Zusatz nimmt das Raumgewicht ab, wobei es im letzteren Fall durchschnittlich geringer war als bei Si-haltigem Gußeisen; S hatte keinen merklichen Einfluß darauf; das galt für die Biegefestigkeit, während sie mit steigendem Si-, Mn- und P-Gehalt abnahm. Zwischen heiß und kalt gegossenen Stäben waren keine merklichen Gefügenschiede zu beobachten. Bei Si-Zusatz bestand das Gefüge aus lamellarem Graphit, langen feinen Graphitblättern und zuweilen auch Ferrit. Bei Mn-Zusatz war das Gefüge Perlitisch, der Graphit sehr feinblättrig, während bei höheren Gehalten Zementit auftrat. Mit steigendem P-Zusatz wuchs die Menge des Phosphideutektikums. Der Perlit war streifig, die Graphitblätter lang und groß, daneben war Ferrit zu erkennen. Bei S-Gehalt ähnelte das Gefüge dem des Si-haltigen Gußeisens, doch kein Ferrit auf. Sulfidische Einschlüsse waren auch bei höherem S-Gehalt nachzuweisen. B.

5. Elektrizität und Magnetismus.

W. Haas. Einführung in die theoretische Physik. Mit besonderer Belehrung ihrer modernen Probleme. Erster Band. Mit 58 Abbildungen im Text. 3. und 4., völlig umgearbeitete und vermehrte Aufl. X und 307 S. Berlin/Leipzig, Walter de Gruyter & Co., 1923. [S. 1409.]

W. Gerlach. Materie, Elektrizität, Energie. Die Entwicklung der Elektromagnetik in den letzten zehn Jahren. VIII u. 195 S. Dresden und Leipzig, Verlag von Theodor Steinkopff, 1923 (Wiss. Forschungsber., Naturw. Reihe, herausgegeb. von Raphael Ed. Liesegang, Band 7). [S. 1428.]

Physikalisch-Technische Reichsanstalt. Bekanntmachung über Prüfungen und Beglaubigungen durch die Elektrischen Prüfämter. Elektrot. ZS. 44, 1923, Nr. 34. **SCHÉEL.**

A. Cohen und A. L. Th. Moesveld. Die Metastabilität des „Internationalen Westonelementes“ und dessen Unbrauchbarkeit als Spannungsnormale. II. ZS. f. phys. Chem. 104, 403—405, 1923, Nr. 5/6. In einer früheren Mitteilung (ZS. f. phys. Chem. 95, 285, 1920) haben die Verff. behauptet, daß das Internationale Westonelement als Spannungsnormale unbrauchbar sei, da das dabei benutzte 12,5 gewichtsprozentige Cadmiumamalgam bei gewöhnlicher Zimmertemperatur ein metastabiles Gebilde sei, das sich spontan in den stabilen Zustand umwandeln könne. Sie stützen sich dabei auf Untersuchungen von Bijl (ZS. f. phys. Chem. 41, 641, 1902) und Smith. Gegenüber der Erwiderung von Jaeger und Steinwehr (ZS. f. phys. Chem. 97, 319, 1921) stellen sie folgende Fragen, von deren Beantwortung eine weitere Besprechung abhängig gemacht wird: a) Schließen Sie den von Bijl und Smith erhaltenen Ergebnissen an? b) Sind Sie der Meinung, die von jenen Forschern gefundenen Tatsachen die Frage nach der Brauchbarkeit des internationalen Westonelements als Spannungsnormale in einem größtmöglichen Temperaturintervall beherrschen? (Vgl. die beiden folgenden Referate.)

W. JAEGER.

W. Jaeger und H. v. Steinwehr. Erwiderung auf die Mitteilung von Cohen und A. L. Th. Moesveld: Die Metastabilität des „Internationalen Westonelementes“ und dessen Unbrauchbarkeit als Spannungsnormale. II. ZS. f. phys. Chem. 105, 204, 1923, Nr. 3/4. Die von Cohen und Moesveld gestellten Fragen (vgl. vorstehendes Referat) bezüglich der Ergebnisse von Bijl und Smith wurden verneint unter Hinweis auf die in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ausgeführte eingehende Untersuchung von A. Schulze (vgl. das folgende Referat).

W. JAEGER.

A. Schulze. Über das Verhalten der Cadmiumamalgame in Beziehung zum Westonschen Normalelement. ZS. f. phys. Chem. 105, 177—203, 1923, Nr. 3/4. Im Hinblick auf die von Cohen und Moesveld wiederholt aufgestellte Behauptung, daß das Westonsche Normalelement wegen der Metastabilität des 12,5 gewichtsprozentigen Cadmiumamalgams als Spannungsnormale unbrauchbar (vgl. die beiden vorstehenden Referate), wurden die Untersuchungen von Bijl über das Zustandsdiagramm der Cadmiumamalgame einer eingehenden Nachprüfung unterzogen. Die Liquiduskurve wurde auf thermischem Wege und durch Analyse der flüssigen Phase bestätigt. Die Soliduskurve konnte dagegen im Gegensatz zu

Bijl weder auf dilatometrischem Wege noch thermisch noch mittels der elektrischen Leitfähigkeit ermittelt werden. Das elektromotorische Verhalten der Amalgame dagegen die Verzweigungspunkte zwischen 0° und 25° erkennen in Übereinstimmung mit den elektromotorischen Messungen von Bijl zwischen 25° und 75° , dagegen Widerspruch zu seinen dilatometrischen Angaben. Es ergab sich, daß die Verzweigungspunkte in dem untersuchten Konzentrationsbereich erheblich tiefer lagen als Cohen angenommen hatte; der Verzweigungspunkt des beim Normalelementen nutzten 12,5 prozentigen Amalgams liegt bereits unterhalb 0° , so daß dadurch die Behauptung von Cohen über die Metastabilität des Westonelements hinfällig ist. Tatsächlich ist bis jetzt auch bei keinem der vielen im Gebrauch befindlichen Nickel-Elemente eine Umwandlung beobachtet worden. Elektrolytisch hergestellte Amalgame führen zu denselben Ergebnissen, die noch durch mikrophotographische Aufnahmen bestätigt wurden. Bei den abgeschreckten Amalgamen, wie sie Smith hergestellt hat, hat die flüssige Phase eine merklich andere Zusammensetzung als bei den abgekühlten Amalgamen.

W. J.

Der Wellenmesser als Ersatz für den Oszillographen. (Mitteilungen aus dem Laboratorium der Gesellschaft für drahtlose Telegraphie m. b. H., Berlin, Elektrot. ZS. 44, 757—758, 1923, Nr. 32. Ein von A. Meissner (Jahrb. drahtl. Tel. S. 201) für Hochfrequenz angegebenes Verfahren wird auf mittlere und niedrige Frequenzen übertragen. Ein Wellenmesserkreis mit veränderlicher Kapazität und kannter Dämpfung wird mit dem zu untersuchenden Stromkreis gekoppelt und direkt die Frequenzen der Oberschwingungen. Die bezüglichen Amplituden man aus den Resonanzausschlägen des Strommessers im Indikatorkreis, die jene mit einem von der Frequenz abhängigen Dämpfungsfaktor zu multiplizieren. Das Verfahren liefert mühelos noch Oberschwingungen, die bei oszillographischer Aufnahme und Analyse durch Fouriersche Reihen nicht mehr feststellbar sind. Dagegen sagt der Wellenmesser nichts über die Phase.

S.

J. F. de Vries. Rechthoekschakeling van galvanische elemente. Physica, 89—91, 1923, Nr. 3. Nach Ansicht des Verf. soll der bekannte Satz über die Grundsatzschaltung galvanischer Elemente, wonach die Stromstärke ein Maximum ist, der innere Widerstand des Kreises gleich dem äußeren, nicht allgemein gültig sein.

K. H.

Electrical characteristics and testing of dry cells. Circ. Bur. of Standards, 79, 2. Aufl., 62 S., 1923. Nach einer allgemeinen Darstellung der Wirkung der verwendeten Materialien und des Aufbaus von Trockenelementen werden verschiedene Größen und Arten der in Amerika hergestellten Trockenelemente und -batterien beschrieben. Die elektrischen Eigenschaften von Trockenelementen besondere das Vorhalten bei Stromentnahme, der innere Widerstand, die Kapazität und der Temperatureinfluß auf Spannung, Lagerfähigkeit, Leistung und Kurzstromstärke sowie die verschiedenen in Amerika üblichen Prüfmethoden für Trockenelemente und -batterien werden behandelt. In einem Anhang werden Normen für Trockenelemente aufgeführt, die vom Bur. of Standards zusammen mit den Herstellern und Hauptverbrauchern von Trockenelementen aufgestellt worden sind. Die wichtigsten Abschnitte dieser Normen beziehen sich auf Normalgrößen, Normalprüfung und die zu verlangenden Mindestleistungen von Trockenelementen. Die Hauptunterschiede dieser zweiten Auflage gegenüber der ersten (1919) bestehen in einer ausführlicheren Behandlung des Abschnittes über den Temperatureinfluß auf Trockenelemente.

mente und in der Einfügung eines eingehenderen Abschnittes über die Kapazität. beiden Abschnitten sind die Ergebnisse von neueren Untersuchungen des Bur. of and. an Trockenelementen verwertet. SCHELD.

H. Meerburg. De potentiaal in een punt buiten een geladen bol. *ysica* 3, 88—89, 1923, Nr. 3. [S. 1413.] HOROVITZ.

Ekner. Neuere Messungen dielektrischer Verluste. *Elektrot. ZS.* 44, 762—763, 1923, Nr. 32. Der Artikel ist eine zusammenfassende Besprechung folgender in den Phys. Ber. bereits enthaltenen Arbeiten: Schott, Hochfrequenzverluste in Gläsern und einigen anderen Dielektrizis. *Jahrb. drahtl. Tel.* 18, 82, 1921, Nr. 2 (diese Ber. 3, 95, 1922), Steinhaus, Über die dielektrischen Verluste in Kolophonium, Graphit und ähnlichen Stoffen. *Jahrb. drahtl. Tel.* 18, 29, 1921, Nr. 1 (diese Ber. 2, 29, 1921), Geyger, Ein Verfahren zur Messung dielektrischer Energieverluste in Kondensatoren. *Helios* 27, 442, 1921, Nr. 37 (diese Ber. 3, 91, 1922). SAMSON.

Carrière. Versuche über die Verteilung aktiver Emanationsniederschläge des Radiums unter der Wirkung eines elektrischen Feldes. *Bull. Soc. Chim. Belgique* 32, 5—18, 1923. [S. 1441.] *BECKER.

fred Johnsen and Knud Rahbek. A physical phenomenon and its applications to telegraphy, telephony etc. *Journ. Inst. Electr. Eng.* 61, 713—725, 1923, 320. Der Inhalt dieser Veröffentlichung der Erfinder des elektrostatischen Relais dem deutschen Leser zum großen Teil aus dem Aufsatz von Rottgardt (ZS. f. Phys. 2, 315, 1921) bekannt. Darüber hinausgehend werden in dieser Arbeit die auftretenden elektrokapillaren Erscheinungen eingehend erörtert. Das elektrostatische Relais verlangt einen Halbleiter, dessen innerer Widerstand möglichst klein, dessen Übergangswiderstand in der Oberfläche dagegen möglichst groß ist. Beide hängen indes sehr von der Feuchtigkeit ab. Am günstigsten hat sich eine hohle Kugel erwiesen, die im Innern mit einem Elektrolyten gefüllt ist; dann saugt sich der Stein voll Feuchtigkeit, die Verdunstung hält ihn aber an der Oberfläche fest. Dann ist die Anziehung zwischen Stein und Außenelektrode, wenn diese positiv ist, wesentlich größer als wenn sie negativ ist. In letzterem Fall scheint die Feuchtigkeit an die Oberfläche transportiert zu werden. Dies gibt Gelegenheit, die Unterschiede der Anordnung gegen den Edisonschen Elektromotograph (Kreidekugel mit feuchter Oberfläche) festzustellen. Bei diesem wird bei negativer äußerer Anordnung Wasserstoff in der feuchten Oberfläche entwickelt, der mit der Flüssigkeit zusammen einen Schaum bilden soll und als Schmiermittel wirkt. Beide Anordnungen haben also bei positiver Innenelektrode eine Verminderung der Reibung, die beim elektrostatischen Relais von der Verminderung der Anziehung, bei Edison aber von einer verbesserten Schmierung herrührt. SALINGER.

E. Verschaffelt. Die Polarisation der Elektroden. *Rec. trav. chim. Pays-Bas* 42, 332—336, 1923. Nach den vom Verf. abgeleiteten Formeln ist der Ionentransport zum Teil elektrisch, zum Teil mechanisch und röhrt die Potentialdifferenz zum Teil vom elektrischen Widerstand, zum Teil von der Konzentrationsdifferenz her. Ein stationärer Zustand kann sich nur in einer Metallsalzlösung zwischen Elektroden aus demselben Metall einstellen. Bei wirklicher Elektrolyse ist ein stationärer Zustand möglich, von schwer zu realisierenden Ausnahmefällen abgesehen. Ein solcher Fall ist der folgende: eine Lösung von konstanter Konzentration wird durch zwei poröse Membranen in drei Kompartimente geteilt, die beiden äußeren, die die Elektroden enthalten, werden gerührt: aus der sich einstellenden Potentialdifferenz und der Dicke

der mittleren Schicht könnte man das Leitvermögen der Lösung ableiten. An Elektroden würden sich Grenzschichten herausbilden, in denen die Rührung unmöglich ist. — Es werden Formeln abgeleitet für den Zusammenhang zwischen der elektromotorischen Kraft und der Stromdichte, doch entziehen sich die Formeln und Ableitung einer kurzen Wiedergabe. Die Tendenz zur Bestimmung eines Gleichstromes dürfte nur bei elektromotorischen Kräften zu bemerken sein, die weit größer sind als die gewöhnlich benutzten; in der Tat hat man solche bei Elektrolysen nicht beobachtet. *W. A. B.

A. H. W. Aten. Über den Verlauf der Stromstärke-Spannungskurven der Elektrolyse. Rec. trav. chim. Pays-Bas **42**, 337—354, 1923. (Vgl. vorst. Der Verf. wendet die bekannten Nernstschen Anschauungen und die von V. Schaffelt abgeleiteten Formeln auf verschiedene Arten von Elektrolyse, wie sie in der Praxis vorkommen, an: es handelt sich stets um Elektrolyse bei Gegenwart indifferenten Elektrolyten (KCl bei Gegenwart von KClO_3 , CuSO_4 bei Gegenwart von H_2SO_4 , NiSO_4 bei Gegenwart von $(\text{NH}_4)_2\text{SO}_4$, AgNO_3 bei Gegenwart von KNO_3 u. s. v.). Die rein rechnerischen Ergebnisse werden in Stromstärke-Spannungskurven dargestellt. Eine kurze Wiedergabe ist unmöglich. *W. A. B.

M. Scott. An experiment with mercury vapor. Phys. Rev. (2) **21**, 716—722, 1923, Nr. 6. Die Zündspannung eines Bogens in Hg-Dampf hängt nach Versuchen von K. T. Compton und S. T. Yao von der Entfernung der Ionisationskammer von der Flüssigkeitsoberfläche ab. Nach Experimenten des Verf. besteht diese Abhängigkeit nur, solange Kondensation des Dampfes an irgend einer Stelle der Apparatur nicht findet. Es wird deshalb angenommen, daß die Abhängigkeit auf die vom Verf. gestellte Abhängigkeit von der Dampfdichte (Phys. Rev. **21**, 204, 1923) zurückzuführen ist und nichts mit der Existenz zweier metastabiler Zustände des Hg-Atoms zu tun hat. MINKOWSKI

Otto Stuhlman and D. A. Wells. The radiotron as a source of negative electric resistance. Phys. Rev. (2) **21**, 717—718, 1923, Nr. 6. Es wird eine Schaltung angegeben, bei der eine Eingitterröhre (Radiotron Typ. 201 U. V.) die charakteristischen Strom-Spannungskurven des von Hull angegebenen Dynatrons ergibt. Anode wird auf positives konstantes Potential gegenüber dem Gitter gebracht. Ein positiver variabler Widerstand wird mit Gitter und Anode in Reihe geschaltet. Zwischen dem negativen Ende des Glühdrahtes und dem negativen Pol der Anodenbatterie wird eine variable Spannung mit dem negativen Pol am Glühdraht. Der Strom durch den positiven Widerstand ergibt sich aus der Differenz der Anzahl von Primärelektronen, die in das Gitter eintreten, und der Anzahl von Sekundärelektronen, die aus dem Gitter austreten und sich zur Anode bewegen. MINKOWSKI

V. A. Bailey. On the Motion of Electrons in Gases. Phil. Mag. (6) **46**, 216—218, 1923, Nr. 271, Juli. Die Arbeit gibt im Rahmen einer sehr knappen Zusammenfassung der Ergebnisse der Townsendschen Schule [Townsend und Tizard, Roy. Soc. (A) **88**, 336, 1913, Townsend und Bailey, s. ds. Ber. **3**, 323, 1922; **4**, 590, Skinner, Phil. Mag., Nov. 1922] im wesentlichen kritische Bemerkungen über die Untersuchungen von Franck (Verh. d. D. Phys. Ges. **12**, 291 u. 613, 1910) mit Modifikation der Rutherford'schen Methode zur Messung der Fortschreitgeschwindigkeit von Elektronen in Gasen in Richtung der elektrischen Kraft. Dort erfolgte Verwendung von Wechselstrom erscheint unstatthaft, weil die vorausgesetzte Proportionalität zwischen Fortschreitungsgeschwindigkeit und elektrischer Kraft nach den neueren Untersuchungen nicht besteht. Die Ergebnisse übereinstimmen mit den Ergebnissen der Townsendschen Schule. MINKOWSKI

7. Leitung in Flüssigkeiten; 8. Leitung in Gasen.

nzustand freier Elektronen in O_2 werden durch die Benutzung von Wechselstrom verschobt, weil nach den Townsendschen Untersuchungen die Elektronen sich nur bei geringen Feldstärken an O_2 -Moleküle anlagern, während dies bei höheren Feldstärken nicht der Fall ist. Da bei Verwendung von Wechselstrom die Elektronen stets zeitweise in schwachen Feldern sind, wird der Anschein erweckt, als ob die Elektronen stets an O_2 -Moleküle anlagern. Die Untersuchungen von Loeb über die Wahrscheinlichkeit der Anlagerung von Elektronen an Moleküle, werden als nicht bindend betrachtet wegen der Verwendung von Wechselstrom und wegen Zugrundelegung einer Theorie von J. J. Thomson, die auf der Annahme beruht, daß die Anlagerungswahrscheinlichkeit für jedes Gas eine Konstante sei, was mit den Townsendschen Untersuchungen nicht verträglich ist.

MINKOWSKI.

T. Compton. On terminal speeds and mobilities of electrons in gases. Phys. Rev. (2) 21, 717, 1923, Nr. 6. Voranzeige einer Arbeit, in der die Endgeschwindigkeit untersucht wird, die ein Elektron in einem Gas unter dem Einfluß eines äußeren elektrischen Feldes erhält. Eine unter Benutzung des erhaltenen Resultats abgeleitete Formel für die Beweglichkeit weicht im Maximum 12 Proz. von der ab, die Loeb (Phys. Rev. 19, 24, 1922) mit einer von Townsend angegebenen Näherungsmethode abgeleitet hat.

MINKOWSKI.

A. Mackay. Ionization potentials of He, Hg, H_2 , N_2 , O_2 , NH_3 , H_2O . Phys. Rev. 21, 717, 1923, Nr. 6. [S. 1433.]

Hertz. Über die Anregung von Spektrallinien durch Elektronenstoß. Naturwissenschaften. 11, 778—779, 1923, Nr. 37. [S. 1477.]

MINKOWSKI.

Charlotte Zimmerschied. The passage of ions through a grid under the influence of an electric field. Phys. Rev. (2) 21, 721, 1923, Nr. 6. (Kurzer Auszug aus einer Arbeit.) Zwischen zwei Platten A und C ist parallel zu diesen ein Drahtnetz B angebracht. Die Oberfläche von A ist Quelle einer ionisierenden Strahlung (B. mit Polonium bedeckt). Bei einer zwischen A und B angelegten Spannung eichen Ionen die Platte C , auch wenn C auf demselben Potential ist wie B und zwar auch dann, wenn zwischen B und C ein schwaches Gegenfeld liegt. Da ein Drahtnetz in dieser Weise bei Ionbeweglichkeits- und Elektronenstoßversuchen vielfach verwendet wird unter der Annahme, daß ein Drahtnetz als Quelle für die Ionen wirkt in der Weise, daß die Bewegung der Ionen zwischen den Platten B und C vollständig bestimmt ist durch die Potentialdifferenz zwischen B und C , erscheint eine detaillierte Untersuchung notwendig. Die Theorie führt zu dem Ergebnis, daß das Verhältnis der Zahl der Ionen, die C erreichen, zu der Zahl der Ionen, die B und C zusammen erreichen, gleich sein muß dem Verhältnis der Kraftlinien, die von A nach C führen, zu der Zahl der Kraftlinien, die überhaupt von A ausgehen. Diese Beziehung wird experimentell geprüft bei Variation der Spannungen zwischen A , B und C .

W. GROTRIAN.

Leonard B. Loeb. The mobility of negative ions in air. Phys. Rev. (2) 21, 720—721, 1923, Nr. 6. (Kurzer Auszug.) Die Beweglichkeit negativer Ionen wird nach Rutherford'schen Wechselstrommethode gemessen, wobei die Ionen auf zwei Weisen erzeugt werden: 1. durch Bestrahlung einer Platte der Ionenkammer mit ultraviolettem Licht, 2. in einer Hilfskammer durch α -Strahlen oder ultraviolettes Licht. Die hier erzeugten Ionen werden mit Hilfe eines schwachen elektrischen Feldes durch Drahtnetz, das die eine Platte der Ionenkammer bildet, in diese getrieben. Die Beweglichkeitsmessung ergibt im Falle 1 den Wert 2,1 cm/sec, im Falle 2 den Wert

1,8 cm/sec. Wäre diese Unstimmigkeit auf Änderungen der Ionen mit der zurückzuführen, so müßte sich mit wachsendem elektrischen Hilfsfelde die Beweglichkeit von 1,8 auf 2,1 ändern, also um den Faktor 1,195. Bei Veränderung des Felde von 1,1 auf 39,5 Volt/cm ändert sich die Beweglichkeit um den Faktor 1,275. handelt sich also nicht um einen Alterungseffekt. Die Ursache sieht der Verf. einer Änderung des mittleren Abstandes der Ionen von dem Drahtnetz im Augenb. wo die negative Phase des Wechselstromes einsetzt. Die mit der Hilfskammer erzielten Resultate sind also bedeutungslos. Der wahre Wert der Beweglichkeit ist der nach der ersten Methode erhaltene, d. h. $2,15 \pm 0,05$ cm/sec. W. GROTE

Henry A. Erikson. The positive ions from hot platinum. Phys. Rev. (2) 720, 1923, Nr. 6. (Kurzer Auszug.) Die von heißem Pt emittierten Ionen werden nach einer in Phys. Rev. 20, 118, 1922 beschriebenen Methode untersucht. Ergebnis: Unmittelbar nach der Bildung ist die Beweglichkeit der von heißem Pt in Luft bildeten positiven Ionen gleich der Beweglichkeit der normalen negativen Ionen der normalen anfänglich vorhandenen positiven Ionen, die durch α -Strahlen Polonium in Luft gebildet werden (vgl. diese Ber. 3, 1051, 1922). Nach 0,30 Sekunden gehen diese anfänglich vorhandenen positiven Ionen über in normale positive Ionen Beweglichkeit 1,36 cm/sec/Volt/cm. Da sowohl im Anfangs- wie im Endzustand Beweglichkeit der von heißem Pt ausgehenden positiven Ionen dieselbe ist wie Beweglichkeit von positiven, durch α -Strahlen erzeugten Ionen in Luft, so schließt Verf., daß diese beiden Sorten von positiven Ionen identisch sind und in beiden Fällen in der Luft erzeugt werden. Wenn das Pt sehr heiß ist und die Ionen kurze Zeit in der Luft bleiben können, die aus der Pt-Oberfläche entweicht, so bilden sie schwerere Ionen. W. GROTE

Svein Rosseland. On the Theory of Ionization by Swiftly Moving Electrified Particles and the Production of Characteristic X-Rays. Phil. Mag. (6) 45, 65–83, 1923, Nr. 265, Januar. J. J. Thomson hat für den Zusammenstoß eines Kathoden- oder α -Strahlteilchens mit einem im Atom ruhenden Elektron

Betrag der auf das Elektron übertragenen Energie zu $Q = \frac{2 m_1 \cdot m_2^2}{(m_1 + m_2)^2} \cdot V^2$. Ist berechnet. $\operatorname{tg} \frac{\Theta}{2} = \frac{e \cdot E}{V^2} \cdot \frac{m_1 + m_2}{p \cdot m_1 m_2}$ (V = Geschwindigkeit des Teilchens; m_1 ,

E , m_2 = Masse und Ladung des Teilchens des Elektrons; Θ = Ablenkungswinkel des Teilchens; p = Abstand des Elektrons von der unabgelenkten Bahn des Teilchens.) Setzt man Q = der Ionisierungsarbeit W , so folgt für den Ionisationsradius

$$p_W^2 = \frac{2 e^2 E^2}{m_1 V^2} \left(\frac{1}{W} - \frac{(m_1 + m_2)^2}{2 m_1 m_2^2 V^2} \right).$$

Hieraus folgt als Zahl der ionisierenden Zusammenstöße pro Einheit der Wegl. des Teilchens mit Elektronen einer bestimmten Gruppe des Atoms (K -, L -, M -Gruppe) $J = \frac{2 \pi e^2 E^2 N n}{m_1 V^2} \cdot \left(\frac{1}{W} - \frac{(m_1 + m_2)^2}{2 m_1 m_2^2 V^2} \right)$. (N = Zahl der Atome pro Volumeneinheit, n = Zahl der Elektronen der Gruppe.) Durch Erweiterung dieser Annahmen auf die Möglichkeit der gleichzeitigen Abtrennung von mehreren Elektronen desselben Atoms durch einen Zusammenstoß findet der Verf. durch Wahrscheinlichkeitsbetrachtungen für die Anzahl der pro Einheit der Weglänge des Teilchens gebildeten m -fachen Ionen den Wert:

$$J_m = \frac{2 \pi N n!}{m! (n-m)!} \int_0^{r+p_W} \sigma^m (1-\sigma)^{n-m} \varphi \, d\sigma.$$

ierbei ist angenommen, daß sich die n Elektronen der Gruppe nach den Gesetzen der Wahrscheinlichkeit verteilt auf einer Kugeloberfläche vom Radius r befinden, deren Mittelpunkt von der unabgelenkten Bahn des Teilchens den Abstand q hat. Ist der Bruchteil der Kugelfläche, der in den zylinderförmigen Ionisationsbereich des Teilchens mit dem Radius p_W hineinragt. Für p klein gegen r findet man angenähert:

$$\sigma = \frac{p_W^2}{2r^2} \cdot \sqrt{1 - \frac{q^2}{r^2}}, \quad J_2 = -\frac{\pi}{4} N \cdot \frac{p_2^4}{r^2} \ln \left(\frac{2p_2}{r} - \frac{p_2^2}{r^2} \right),$$

$$J_1 = 2\pi N p_1^2 \cdot \left\{ 1 + \frac{p_1^2}{4r^2} \ln \left(\frac{2p_1}{r} - \frac{p_1^2}{r^2} \right) \right\}.$$

Der Bruchteil an Doppelionen wird nahezu:

$$\varepsilon = \frac{1}{8} \frac{p_2^4}{p_1^2 r^2} \ln \left(\frac{2p_2}{r} - \frac{p_2^2}{r^2} \right).$$

Für p groß gegen r wird berechnet:

$$J_2 = \pi N \left[p_2^2 - \frac{1}{3} r^2 - \frac{5}{6} p_2 r \right]; \quad J_1 = \frac{4}{3} \pi N p_1 r_1;$$

$$\varepsilon = \frac{p_2^2 + \frac{1}{3} r^2 - \frac{5}{6} p_2 r}{p_2^2 + \frac{1}{3} r^2 + \left(\frac{4}{3} p_1 - \frac{5}{6} p_2 \right) r}.$$

Die Größen ε sind für Helium von Millikan und von Wilkins gemessen worden. p_1 und p_2 lassen sich aus den von Horton und von Davies und von Franck und Nipping gemessenen Ionisierungsspannungen des Heliums ableiten, so daß man die Formel für ε zur Berechnung von r , dem Radius des Heliumatoms, verwenden kann. Verf. findet so den Wert $r = 2,5 \times 10^{-9}$ cm, während aus der kinetischen Gastheorie ein vierfach größerer Wert folgt. Die Bohrsche Theorie liefert dagegen $r = 3 \times 10^{-9}$ cm, so die gleiche Größenordnung. — Verf. wendet sich dann den Röntgenstrahlenlinienpektren zu. Die Intensität einer bestimmten Linie läßt sich ausdrücken als $I = A_k^i \cdot h \cdot \nu_{ik} \cdot N_i$ (N_i = Anzahl der durch den Elektronenstoß zum Zustande i geregelten Atome; A_k^i = Wahrscheinlichkeit des Überganges vom Zustand i zum Zustand k ; ν_{ik} = bei diesem Übergange emittierte Frequenz). Nach den Bohrschen Erstellungen über die Entstehung der Linie ist A_k^i nur von der Art der Atome, nicht aber von der Spannung am Röntgenrohr abhängig, woraus für die relative Intensität der Linien einer Serie, d. h. des gleichen N_i , Unabhängigkeit von der Spannung zu folgern ist, was mit der Erfahrung im Einklang steht. — Für die Anzahl der Zusammenstöße eines Elektrons der Energie E pro Einheit der Weglänge, σ zur Abtrennung eines Elektrons einer inneren Gruppe und damit zur Linienemission führen, leitet Verf. die Beziehung ab

$$J(E) = \frac{k \cdot N}{a_{ik} z \cdot h \cdot \nu_{ik}} \cdot \frac{1}{1/2 m V^2} \cdot \frac{\partial F_i}{\partial \varepsilon}$$

$A_k^i = \frac{A_k^i}{\sum_s A_s^i}$ = relative Wahrscheinlichkeit des Überganges vom Zustand i zum Zustand k ; k (im Zähler) = eine Konstante; z = eine vom Röhrenstrom abhängige [größe]. — Für F_i als Funktion von E liegen Messungen verschiedener Autoren vor,

die ergeben haben $F = \text{const} (E - W)^m$, wo m zwischen 1,5 und 2 liegt. Hier folgt $J(E) = \text{const} \frac{(\varepsilon - W)^{m-1}}{V^2}$. Setzt man hier $E = \frac{1}{2} m V^2$, so sieht man, $J(E)$ zu einem Maximum für $E = \frac{W}{2-m}$ ansteigt und dann mit wachsendem E wieder abnimmt. Das bisher vorliegende experimentelle Material reicht für den sichere Nachweis dieses Maximums nicht aus. — Weiterhin berechnet Verf. den Wirkungsgrad des Röntgenrohres hinsichtlich der Emission von Linienstrahlung von Mo Pa. Aus Versuchen von Ulrey folgt für diese Größe der Wert $6,5 \times 10^{-4}$ bis $3,5 \times 10^{-4}$, während die Berechnung des Verf. eine obere Grenze von etwa der doppelten Größe ergibt. Zum Schluß betrachtet der Verf. die Entstehung von Spektrallinien, die sich dem gewöhnlichen Kombinationschema nicht fügen und von denen berichtet Wentzel angenommen hatte, daß sie auf eine doppelte Ionisierung eines Atoms zurückzuführen seien. Während aber Wentzel dafür zwei verschiedene nacheinander erfolgende Zusammenstöße verantwortlich macht, gelangt Verf. zu der Ansicht, diese Doppelionisierung durch ein und dasselbe einfallende Elektron hervorgerufen würde, entsprechend den bereits oben am Beispiel des Heliums mitgeteilten Erkenntnissen über Doppelionisierung.

BEHNKE

F. L. Mohler and A. E. Ruark. Stages in the excitation of the thallium spectrum. *Phys. Rev. (2)* **21**, 718, 1923, Nr. 6. [S. 1479.] MINKOWSKI

C. Ramsauer und F. Wolf. Leuchtdauer der Spektrallinien im erlöschenden Bogen. *Ann. d. Phys. (4)* **66**, 373—395, 1921, Nr. 22. [S. 1478.] OLDENBURG

W. F. G. Swann. Unsolved problems of cosmical physics. *Journ. Franklin Inst.* **195**, 433—474, 1923, Nr. 4. [S. 1416.] HAAK

Frank Horton and Ann Catherine Davies. The Emission of Secondary Electrons from Metals under Electronic Bombardment. *Phil. Mag. (6)* **46**, 129—1923, Nr. 271, Juli. Antwort auf kritische Bemerkungen von E. W. B. Gill zu einer Arbeit der Verff. (vgl. diese Ber. **2**, 310, 1921), die im wesentlichen darin gipfelt, daß 1. bei den Experimenten der Verff. eine Unterscheidung zwischen Reflexion und Sekundäremission oder eine Festlegung der kritischen Spannungen für Beginn dieser Erscheinungen nicht möglich sei, und 2. beträchtliche Fehler durch die Annahme hervorgerufen werden, die elektrischen Feldstärken auf beiden Seiten des Gitters seien unabhängig voneinander. Die Verff. bemerken zu 1., daß sie vornherein keine experimentelle Unterscheidung zwischen Reflexion und Sekundäremission, sondern nur eine logische Erklärung der Ergebnisse auf Grund der seinerzeit herrschenden Anschauungen angestrebt haben; diese Erklärung wird nach vor aufrechterhalten und wird gestützt durch die Untersuchungen von Farnsworth (diese Ber. S. 1119). Zu 2. wird bemerkt, daß die fragliche Fehlerquelle wohl bei den von Gill benutzten technischen Elektronenrohr vorhanden ist, nicht aber bei dem von den Verff. unter Berücksichtigung dieser Fehlerquelle besonders konstruierten Apparat. Schließlich wird noch ein weiterer Einwand zurückgewiesen, der auf einer unrichtigen Annahme beruht, daß der Sekundärstrom zwischen Platte und Gitter bereits bei der Potentialdifferenz Null gesättigt sei.

MINKOWSKI

O. W. Richardson and Rabindranath Chaudhuri. The Effect of Gases in facilitating the Passage of Current from an Electron-Emitting Source in Crossed Electric and Magnetic Fields. *Phil. Mag. (6)* **45**, 337—352, 1923, Nr. 266, F. Wenn ein hochevakuiertes Glühkathodenrohr mit koaxialer Anodenanordnung in

Magnetfeld gebracht wird, so daß die Kraftlinien parallel der Zylinderachse laufen, so verschwindet der Elektronenstrom schon bei verhältnismäßig kleinen Feldern. Wird ber ein Gas zugelassen, so tritt der Strom wieder auf, wenn auch seine Größe geringer ist als bei Abwesenheit des Magnetfeldes. Diese Erscheinung tritt unterhalb des Ionisierungspotentials auf und ist deshalb von einer ähnlichen Erscheinung oberhalb dieser Spannung zu unterscheiden. — Möglicherweise ist dieser Effekt durch die Anlagerung von Elektronen an neutrale Gasmoleküle — also durch die Bildung negativer Atome — zu deuten. Sie können zur Anode gelangen, weil sie vom Magnetfelde wenig beeinflußt werden. Die bei dieser Versuchsanordnung auftretenden Elektrizitätsträger nennen die Verff. „träge Ionen (heavy ions)“, sie bemerken aber ausdrücklich, damit eine bestimmte Aussage über den Bau und die Entstehung dieser Körper machen zu können. — Die theoretische Überlegung ergibt den Durchmesser der Bahnspiralen für Elektronen. So folgt z. B. für eine magnetische Feldstärke von 160 Einheiten und 2 Volt Spannungsdifferenz die Lage des Geschwindigkeitsmaximums mit 0,06 cm, die Bahnlänge mit 0,06 cm Abstand von der Achse. Läuft sich nun das Elektron bei der Abwesenheit von Gas an ein Molekül an und bildet ein „träges Ion“, so wird dieses schwach gekrümmter Bahn zur Anode gelangen. Bei den angegebenen Verhältnissen wäre für ein Stickstoffmolekül 4000 magnetische Einheiten notwendig, um sein Aufkommen auf die Anode zu verhindern. Das „träge Ion“ würde sich auch in einer Spirale längs der magnetischen Kraftlinien bewegen, das angelagerte Ion würde aber leider die Anode erreichen noch in die Kathode zurücktreten können, während es erkennbar ist, daß es infolge einer großen Zahl von Zusammenstößen und eines „Überpringens“ auf andere Gasmoleküle schließlich doch die Anode erreicht. — Die Apparatur besteht aus einem einfachen Elektronenrohr mit gerade ausgespanntem Heizdraht an der Anode, einem Zylinderglas, dessen Achse parallel zu den Kraftlinien eines Magnetfeldes steht. Zahlreiche Reinigungsvorrichtungen für das einzulassende Gas sind an das Rohr angeschlossen. Nachdem ein Vakuum von 10^{-4} mm nach der erforderlichen Gasbefreiung der Wände und des Heizdrähtes erreicht ist, wird bei konstantem Anodenpotential und Magnetfeld der Bruchteil des Sättigungstromes (der ohne Magnetfeld mit reinem Elektronenstrom erreicht wurde) als Funktion des Gasdruckes gemessen. Verwendet wurde atmosphärische Luft und Stickstoff. — Die Versuchsergebnisse lassen eine lineare Abhängigkeit des prozentualen Sättigungsstromes vom Druck erkennen (für N bei $2,6 \cdot 10^{-2}$ mm etwa 30 Proz.). Bemerkenswert ist außerdem die Größe dieser Ströme und die geringen Unterschiede zwischen Luft und Stickstoff. Das läßt darauf schließen, daß die Bildung der „trägen Ionen“ ein verhältnismäßig oberflächlicher Vorgang ist, der Sauerstoff doch bedeutend elektronegativer ist als der Stickstoff. — Bei der Deutung der linearen Abhängigkeit vom Druck werden die Verff. zu dem Schluß gebracht, daß die Anodenströme im Magnetfeld proportional der Wahrscheinlichkeit von Zusammenstößen, also — bei geringen Drucken — proportional dem Druck sind. — Zum Schluß werden aus den Resultaten die freien Weglängen berechnet, die mit den Ergebnissen anderer Methoden genähert übereinstimmen. — Weitere Versuche anderer Gasen sind in Aussicht gestellt.

A. GOETZ.

• L. Webster and A. E. Hennings. The penetration of cathode rays in molybdenum. Phys. Rev. (2) 21, 301—311, 1924, Nr. 3. Durch Intensitätsvergleich an unzerlegten Röntgenstrahlung unter verschiedenen Austrittswinkeln war für die größere Tiefe, in der die Röntgenstrahlen entstehen, unter anderem gefunden: Ham 1910 an Blei mit 14 bis 23 Kilovolt: 0,42 bis 0,64 μ , W. P. Davey 1911 an Silber mit 1 bis 17 Kilovolt: 0,54 bis 0,92 μ . L. G. Davey 1914 an Platin mit 43 Kilovolt: 2,0 μ . Nach Whiddington würde sich die maximale Eindringtiefe für die raschesten Be-

standteile der durchtretenden Bündel in Gold zu $2,24 \mu$ für 21,3 Kilovolt, zu $9,1 \mu$ 43 Kilovolt berechnen, also ungefähr dem Vierfachen der mit Röntgenstrahlen gewonnenen mittleren Eindringtiefe in Blei und Platin. Trotz der verschiedenen Definitionen der Größen ist dieser Unterschied zu groß, um Whiddingtons Angaben für die Frage nach der Tiefe, in der die Röntgenstrahlen entstehen, als brauchbar erscheinen zu lassen. Verf. benutzt nun das Verfahren, die Intensität zweier Strahlungen zu gleichen, von denen anzunehmen ist, daß sie in derselben Tiefe entstehen, die sehr verschiedene Absorptionskoeffizienten besitzen. Hierzu dient der Sprung des Absorptionskoeffizienten an der K -Erregungsgrenze. Nimmt man an, daß die Intensität des weißen Spektrums eine stetige Funktion der Wellenlänge ist, so wird der Intensitätsprung auf einen R -fachen Wert, der in der nach außen tretenden Strahlung der Absorptionsgrenze beobachtet wird, gänzlich daher röhren, daß der Absorptionskoeffizient der in einer mittleren Tiefe x entstehenden Strahlung sich unstetig (das α_k -fache) geändert hat. Man erhält daraus: $\ln R = \alpha_k \cdot \bar{x}$ und $x = \frac{1}{\alpha_k \cdot h}$

Auf eine Molybdän-Antikathode fallen Kathodenstrahlen unter 50 bis 60° gegen die Fläche auf, die Röntgenstrahlen werden unter 55° , praktisch denselben Winkel, nommen. Unter Weglassung der Einzelwerte von R und ihrer Gewichte, sowie rechnerischen Größen lautet die Tafel der Ergebnisse:

Spannung	Kilovolt	21	22	25	30	50	70
R		0,97	0,953	0,927	0,913	0,865	0,8
x	μ	0,5	0,75	1,2	1,4	2,3	3,3

Den Ergebnissen für die beiden niedrigen Spannungen wird im ganzen etwas niedrigeres Gewicht zugeschrieben, da der Intensitätsverlauf hier am Ort der K -Kante des (entsprechend 19,96 kV) noch stark gekrümmt, die Bestimmung des Sprunges unsicherer ist. Außerdem ergeben diese Spannungen recht geringe Intensitäten. Physisch zeigt sich, daß die zunächst rasch mit der Spannung zunehmende Eindringtiefe von 25 kV an bedeutend langsamer zunimmt. Um den Verdacht auszuschließen, daß die niedrigen Werte für 21 und 22 kV durch Absorption in etwa 1μ hohen Unregelmäßigkeiten der Oberfläche entstanden, wurde die Gegend des Brennflecks durch eine hohe Belastung aufgeschmolzen, so daß sie vollkommen spiegelte. Erst in diesem Zustande, in dem keine Unregelmäßigkeiten von der Höhe einer halben Lichtwellenlänge mehr anzunehmen waren, sind die endgültigen Beobachtungen vorgenommen. Wendung bei 25 kV ist also als real anzusehen und Verf. vermutet, daß sie von mit zunehmender Tiefe rasch zunehmenden Streuung der Kathodenstrahlen herrührt. Zur Ausführung ist hochgespannter Gleichstrom verwendet, der von einer Periodenmaschine aus mit Glühkathodenventilen im Hochspannungskreis geworfen wird. Im wesentlichen entspricht die Anordnung der von A. W. Hull beschrieben, sie benutzt aber beide Spannungswellen, so daß praktisch die doppelte Gleichspannung erreicht wird wie in der einfachen Anordnung. Die Spannungsschwankungen sind 0,4 bis 0,8 Volt pro Milliamp. Röhrenstrom einzuschätzen. Sehr bewährt hat sich das Verfahren, die Zulassung der Strahlen zum Meßapparat nicht von Hand mit Hilfe einer Stoppuhr zu regeln, sondern die absperrende Klappe unmittelbar von einer gewöhnlichen Pendeluhr aus zu betätigen. Die von der Uhr kommenden Stromimpulse schoben die Klappe eines Klingelmagnets ein Zahnräder vorwärts, auf dem in einer Lochreihe die Kontaktstifte versetzbare angebracht waren. Wesentlich ist, daß ihre Berührung der Kontaktfeder jeweils schon in dem Augenblick geschieht, wo der Magnet losgelassen wird, so daß der nächste Stromstoß von der Uhr den Kontakt schon geschlossen findet und der Gang der Uhr, nicht der des Zahnrades, für die Betätigung der Klappe maßgebend ist.

t. Durch Versetzen der Stifte konnten Expositionszeiten von 120 bis zu 1 sec abwärts gestellt und selbst bei den kürzesten Zeiten, für die eine Öffnung von Hand ganz unbrauchbar gewesen wäre, mit völlig ausreichender Genauigkeit reproduziert werden. Einheit des Spektrums ist für die vorliegende Aufgabe besonders wichtig, um z. B. zwischen den K -Linien zuverlässige, nicht von Streulicht verdorbene Intensitäten der weißen Strahlung zu gewinnen. Wird der Strahl zwischen Rohr und Kristall auf eine Breite von maximal 8° 30' eingegrenzt, so erstreckt sich, wenn hinter dem Kristall ein weiterer Spalt eingeschaltet und die Ionisationskammer nur durch ihr Aluminiumrohr abgeschlossen ist, merkliches Streulicht über den ganzen Bereich von der α - bis β -Linie (etwa 50', Ref.). Dies gilt sowohl für gespaltene wie für geschliffene Alkspäte; vermutlich enthält das Material stets kleine, gegen den Hauptkristall verdeckte Bereiche. Mit einem dritten Spalt, der mit 25' (vom Kristall aus) gerade das sichtlich richtig reflektierte Bündel umfaßt, verschwindet die Überlagerung so weit, daß die Werte sich dem Verlauf des weißen Spektrums einfügen. Die Streustrahlung kann hierdurch nicht völlig entfernt sein und muß stets in dem Sinne wirken, daß die Intensitätsprünge und die Eindringtiefe zu groß erscheinen. KOSSEL.

Wilhelm Wien. Kanalstrahlen. 2. Aufl. Mit 333 Figuren im Text. XII u. 362 S. Leipzig, Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H., 1923 (Handb. d. Radiologie, herausgeg. von Erich Marx, 2. Aufl., vierter Band, erster Teil). Inhalt: 1. Entstehung der Kanalstrahlen und ihre Beobachtung durch Lichtwirkungen, 2. Wärmewirkungen, Chemische Wirkungen, 4. Zerstäubung, 5. Beobachtung der von Kanalstrahlen mitführten Elektrizität, 6. Sekundärstrahlen, 7. Ionisation, 8. Magnetische und elektrische Ablenkung der Kanalstrahlen, 9. Die Beobachtung der Isotopen, 10. Umladung der Kanalstrahlen, 11. Theorie der Umladung, 12. Abhängigkeit der Umladungen vom brennenden Gas, 13. Absorption und Zerstreuung der Kanalstrahlen, 14. Theorie der Entstehung der Kanalstrahlen, 15. Lichtemission der Kanalstrahlen-Dopplerverschiebung, 16. Absoluter Betrag der Lichtemission der Kanalstrahlen, 17. Erregung des Leuchtens, 18. Abhängigkeit der Lichtemission von der Geschwindigkeit, 19. Elektrische und magnetische Einwirkung auf die Lichtemission der Kanalstrahlen, 20. Das Abklingen des Leuchtens, 21. Polarisation des von Kanalstrahlen ausgesandten Lichtes, 22. Revision der Kanalstrahlen, 23. Positiv Strahlen an der Anode, 24. Elektrische und magnetodynamische Einwirkungen auf Spektrallinien. Anhang I. Allgemeine Theorie der Lichterregung in den Kanalstrahlen. Anhang II. Neuere Versuche über die von Kanalstrahlen ausgelösten Elektronenmengen. SCHEEL.

Madgwick. Der Mechanismus der α -, β - und γ -Strahlung. Proc. Univ. of Durham Philos. Soc. 6, 136—147, 1921/22. Auf Grund der Planckschen Quantenbeziehung $E = h \cdot \nu$ und der aus gemessenen Röntgenspektren kommt Verf. mittels der bekannten Energiebeziehung von Rutherford zu dem Schluß, daß in der Energiebeziehung $E = 2 Ne^2/r$ der Emissor eines α -Teilchens, in der r den Ruheabstand des Teilchens vom Kern bedeutet, r eine Funktion der Elektronenzahl im Kern ist, vorausgesetzt, daß die α -Teilchen vor Emission im Kern irgendwie geordnet sind. Verf. erhält für die U- und Th-Serie eine angenähert lineare Abhängigkeit zwischen E und der Elektronenzahl des Kerns, zu deren Erklärung er eine kettenförmige Annahme der äußersten α -Teilchen am Kern annimmt. * KYROPOULOS.

Maximilian Weber. Zur Umkehrung der pleochroitischen Höfe. Centralbl. f. Min. 1923, S. 388—392, Nr. 13. Verf. beschreibt einen Dünnschliff von Cordieritgneis aus Lenmais, bei dem an der Grenze zwischen Biotit und Cordierit ein ziemlich großer undeter Zirkon so liegt, daß im Biotit ein Viertel, im Cordierit drei Viertel eines

einheitlichen pleochroitischen Höfen entstanden ist. Im Biotit ist der Hof ganz durchscheibenförmig, mit unscharfem Rande nach außen, im Cordierit dagegen ist ein gelber Ring entstanden, während zwischen Zirkon und Ring keine Verfärbung getreten ist. Andere Höfe im Cordierit des gleichen Schliffes sind klar, und Färbung geht ohne Unterbrechung vom Kern bis zum Rande. Joly beschreibt es legentlich im Biotit Umkehrung der pleochroitischen Höfe, so daß die innere Röhre hell, die äußere dunkler wird. Deutet die Umkehrung auf höheres Alter der Höfe so müßte in dem beobachteten Dünnschliff der Cordierit relativ älter sein als der Biotit. Oder man muß annehmen, daß im empfindlicheren Cordierit sich die Vorgänge rascher abspielen. Es käme dann bei der Ausbildung der Höfe die Reaktionsgeschwindigkeit des Wirtminerals in Frage.

P. LUDDE

Domenico Mazzotto. Verifica di una nuova formula per l'apparato di Lecher. Mem. Modena (3) 13, 23—43, 1917. Verf. sucht ältere Beobachtungen (s. a. Fortschritte der Physik 50, 4.8, 1895 und 54, 398, 1898) an einem System von Lecher-Drähten mit verhältnismäßig langer Zuleitung (9,43 m) durch eine von Abraham gegebene Formel darzustellen. Es sei x die Länge der Primärdrähte, gleich der Distanz der Funkenstrecke—Primärplatte des Kondensators, z die Länge der Sekundärdrähte, λ die Distanz der ersten Brücke von den sekundären Platten des Kondensators und K die Kapazität des Kondensators. Man kann nun die Größen $\xi = \frac{2\pi x}{\lambda}$, $\eta = \frac{2\pi z}{\lambda}$

$\chi = \frac{2k(x+z)}{k}$ einführen (wobei k nur von den Dimensionen des Systems und der Dielektrizitätskonstante abhängt). Nach Abraham gilt dann die Gleichung $(\xi + \eta)(tg \xi + tg \eta) = \chi$. Für den Vergleich mit dem Experiment wird K einer aus den Dimensionen und andererseits aus der Formel, in die die gemessenen Werte von x , z , λ und k eingetragen werden, berechnet; Übereinstimmung ist nur teilweise vorhanden. Eine graphische Lösung, die $z = \varphi(\lambda)$ darstellt (vom Verf. Knotenlinie genannt; s. a. Fortschritte 54, 318, 1898), zeigt, daß die theoretischen und experimentellen Kurven völlig analog verlaufen. Doch sind die berechneten Werte immer kleiner als die beobachteten. Die teilweise vorhandenen, starken Abweichungen führt den Verf. auf die Wirkungsweise des Kondensators zurück, der in der Theorie nicht ständig Rechnung getragen ist.

K. HOROWITZ

Kurt Heegner. Über elektrisch und magnetisch gekoppelte durch Elektronenröhren erregte Schwingungskreise. Teil II. Arch. f. Elektrot. 12, 223—226, 1923, Nr. 3. Sobald ein Kondensator in die Gitterzuleitung der Röhre gelegt wird, können in gekoppelten Kreisen bei annähernd gleichem Rückkopplungsfaktor beide Kopplungswellen zugleich erregt werden. Über diesen Vorgang „der Selbstregung über die Periode der Schwebungen“ wurde bereits im ersten Teil (Bd. 11) berichtet, während in der Zeitschrift für Physik (Bd. 13) eine eingehendere Darstellung gegeben wurde (vgl. frühere Referate). Der zweite Teil der Arbeit gibt eine fassende experimentelle Darstellung des Gegenstandes mit Hilfe oszillographischer Aufnahmen bei Frequenzen von etwa 75 Schwingungen in der Sekunde. Verwendet wird hierbei eine Zwei-Röhrenschaltung, welche im ersten Teil entwickelt und analytisch untersucht wurde. Es standen zwei Schleifen zur Verfügung, von denen eine in den Kapazitätszweig des Primarkreises gelegt ist, die andere in die Anodenleitung des Hauptröhres. — Zunächst wird das Auftreten und Abklingen der zentralen Schwingung und der Kopplungsschwingungen betrachtet, welches bei zu großen Abriegelungskapazitäten auftritt. Sodann werden stationäre Vorgänge untersucht, insbesondere stehende Bilder, bei denen das Verhältnis der beiden Frequenzen rati-

Es werden stehende Bilder gezeigt bei primärer Rückkopplung und abgestimmten Kreisen, bei denen das Verhältnis von Grundfrequenz zur Schwebungsperiode eine ganze Zahl ist, und zwar von den ungeraden Zahlen 7, 9, 11, 13, 15, 17, von den geraden Zahlen 6, 8. Außer diesen werden stehende Bilder wiedergegeben sowohl die Veränderung der Rückkopplung als auch bei Verstimmung der Kreise gegeneinander. Bei Änderung der Kopplung zwischen den Kreisen beharren zunächst die beiden Frequenzen in dem rationalen Verhältnis innerhalb eines engen von der Rückkopplung abhängigen Bereiches, in welchem die beiden Schwingungen gegeneinander verschoben werden. Sobald aber der Bereich stehender Bilder verlassen wird, setzt das Bild auf der Oszillographentrommel in Bewegung, indem die Anodenstromkurve von Periode zu Periode Änderungen unterworfen ist, so daß die einzelne Anodenstromspitze auf- und absteigt. Ferner wird der Anlauf der Schwingungen und das Verhalten langsamer Schwingungen betrachtet. Je tiefer die Schwebungsperiode ist, so mehr gewinnt die Dämpfung der Kreise Einfluß. Sehr langsame Schwingungen lassen sich nur durch allmäßliche Verringerung der Kopplung zwischen den Kreisen herstellen. — Es wird zu der primären Rückkopplung noch eine sekundäre Rückkopplung hinzugesetzt. Um zwei gleichstark rückgekoppelte Schwingungen zu erhalten, sind die Kreise zu verstimmen. Die Kopplung zwischen den Kreisen wird möglichst klein gehalten und die erforderliche sekundäre Rückkopplung durch Vergrößerung der regelbaren Rückkopplungskapazität hergestellt, so daß die im Sekundärkreis vorhandene Schwingung im Primärkreise nicht mehr festzustellen ist und die Wirkung des Anodenstromes auf die Primärschwingung beobachtet werden kann. Nach dem Vorzeichen der Kopplung zwischen den Kreisen kann die tiefere oder die höhere Frequenz zur Primärschwingung gemacht werden. Es werden die harmonischen Intervalle betrachtet, und zwar Quinte, Quarte, Terz, Sexte. Es sind wiederum stehende und bewegliche Bilder zu unterscheiden. Die letzteren werden durch Verstimmung des Sekundärkreises gegen die Harmonie hergestellt. Bei Vergrößerung der sekundären Rückkopplung treten allgemein so viele Anodenstromspitzen auf, als die sekundäre Frequenz innerhalb der Periode des Vorganges Schwingungen hat. Die einzelne Spitze fällt um so größer und breiter aus, je mehr sie der Phasenlage nach die Primärschwingung unterstützt. Wird indessen die sekundäre Rückkopplung so eingestellt, daß die Anzahl der Anodenstromspitzen ein Minimum beträgt, so richtet sich die Anzahl der Spitzen oder Spitzengruppen nach der Differenz der beiden Verhältniszahlen. Bei der Sexte ist diese Differenz gleich zwei, und die ausgleichende Wirkung der beiden Spitzen bewirkt, daß der Bereich stehender Bilder auch bei fester Rückkopplung sehr klein ausfällt und in der Nähe der Sexte noch andere Verhältniszahlen zu finden sind, welche stehende Bilder zeigen. Solche sind $5/8$, $8/13$, $7/12$, $4/7$. — Es werden noch die Oberschwingungen untersucht, und zwar sind stehende Bilder der vierten Oberschwingung und bewegliche Bilder der dritten Oberschwingung wiedergegeben, indem die höhere Frequenz zur Primärschwingung gemacht ist. Der wesentliche Unterschied gegenüber den Schwingungsvorgängen ist, daß der einzelne Anodenstromstoß je nach dem Grade der primären Rückkopplung breiter ausfällt. Ferner werden Bewegungen der Oktave betrachtet in den Fall, daß die tiefere Frequenz Primärschwingung ist.

HEEGNER.

Wirt Heegner. Über labile Röhrenschwingungen und Schwingungen in gekoppelten Kreisen. Jahrb. drahtl. Telegr. 22, 73—80, 1923, Nr. 2. Die Theorie der Schwingungen in gekoppelten Kreisen bei Stoßregung wird näher erläutert und verschiedene Schaltungsmöglichkeiten werden angegeben (vgl. vorstehendes Referat). Gedankengang ist folgender: Bei kapazitiver Rückkopplung ist, sobald eine Sende-

röhre verwendet wird, welche intensiver schwingen soll, dem Gitterkondensator Drossel parallel zu legen, damit der Gittergleichstrom fließen kann. Die Schaltung ist dahin vereinfacht, daß auch der Anodengleichstrom durch diese Drossel fließt. Sobald der Ohmsche Widerstand der Drossel durch einen zusätzlichen regelbaren Widerstand vergrößert wird, erzeugt der Spannungsabfall an demselben ein negativeres Gleichpotential auf dem Gitter, welches von der Amplitude abhängt. Die Anode liefert einen Röhrensender mit Stoßerregung, welcher selbstständig anläuft. Wird der Kreisstrom als Ordinate, das Gitterpotential als Abszisse aufgetragen, so erhält man eine Kurve mit einem Umkehrpunkt. Bei Verwendung einer Batterie ist die grösste Amplitude stabil, die kleinere labil. Bei der vorliegenden Anordnung ist auch die kleinere Amplitude stabil, und dieser Fall der Stoßerregung ist eine notwendige Bedingung für das Auftreten der Schwebungen. Die Schwebungen setzen bei bestimmten Kreisen selbstständig ein, sobald dem zusätzlichen Widerstand eine Kapazität parallel gelegt wird, welche so bemessen wird, daß die Schwingung nahe vor dem Abklingen steht. — Die durch Senderöhren erzeugten Schwebungen werden verglichen mit den durch Verstärkerröhren bei kapazitiv abgeriegeltem Gitter erzeugten Schwebungen. Ferner werden noch einige Oszillogramme betrachtet, welche die Besonderheiten der durch Senderöhren hervorgerufenen Schwebungen wiedergeben. Bei Senderöhren sind auch langsame Schwebungen von großer Stabilität möglich. Die Drehung der Kreise kann so weit fortgesetzt werden, daß auch im Minimum die Schwebungsamplitude Anodenstromspitzen vorhanden sind.

HEED

Silvio Magrini. Esperienze di polarizzazione elettrolitica rotante. *L. Rend.* (5) **32** [1], 499—504, 1923, Nr. 9. Es werden Beobachtungen mitgeteilt, die auf die Formänderung eines Quecksilbertropfens beziehen, der sich in einem flüssigen Bassin in einem nicht oxydierenden Elektrolyten (KOH, KCN ...) unter Einwirken eines elektrischen Feldes befindet. Die Formänderung wird aus der Änderung des Bildes erschlossen, das auf einer photographischen Platte (oder Film) entsteht, auf der Tropfenoberfläche ein Bild einer punktförmigen Lichtquelle entworfen und dieses durch ein zweites Objektiv auf die Platte projiziert wird. Die Formänderungen erfolgen in gleicher Periode wie die Stromänderung und hängen von Stromstärke und Tropfengröße ab.

H. R. SOHN

H. Barkhausen. Die wirtschaftlichste Heizung von Elektronenröhren. *Elektrot.* ZS. **44**, 616—617, 1923, Nr. 26. Es wird nachgewiesen, daß ebenso wie bei Glühlampen auch für Elektronenröhren die wirtschaftlichste Heiztemperatur zu messen sein muß, daß die Kosten des Heizstromes in die Größenordnung der Beschaffungskosten einer neuen Röhre fallen. — Bei Elektronenröhren ist das Verhältnis Watt pro Ampere Elektronenstrom ein universelles Maß für die Temperatur und die Lebensdauer. Die gebräuchliche reziproke Größe ist definiert:

$$\frac{J_s}{N_h} = \frac{\text{Sättigungsstrom in mA}}{\text{Heizleistung in Watt}} = H = \text{"Heizmaß".}$$

Man erhält dann für 800 Brennstunden ($T = 2300^{\circ}$) etwa $H = 1$, wenn man J_s in mA mißt, während für 5000 Brennstunden $H = 0,1$ würde, so daß man in diesem Falle gezwungen ist, mit einem längeren und dickeren Draht bei 2300° denselben Sättigungsstrom zu erzeugen. — Bemerkenswert ist der Unterschied gegen die Glühlampen. Während bei 2300° bei dieser die Lebensdauer dreimal schneller abnimmt als das Verhältnis Watt/Kerze, ist bei der Röhre die Änderung proportional H , d. h. bei Glühlampen liegt die wirtschaftlichste Temperatur dort, wo die Heizkosten das Dreifache des Beschaffungswertes erreichen, bei der Röhre dort, wo die Beträge gleich geworden sind.

d. Trotzdem (wegen der bedeutend höheren Preise der Röhren gegenüber Lampen) liegt das wirtschaftliche Optimum der Röhren bei tieferen Temperaturen und entsprechend höheren Lebensdauern als bei Glühlampen. A. GOETZ.

Bouvier. Antennen mit Vielfach-Erdung. Jahrb. drahtl. Telegr. 22, 9—27, 23, Nr. 1. (Übersetzung aus Radio-Electricité 1922, Heft 11/12.) Die Leitungsverluste in der Erde bilden einen erheblichen Bruchteil der Gesamtverluste einer Antenne und sind die Hauptursache für den geringen Wirkungsgrad der bisherigen Antennen. Als ein wirksames Mittel zur Verringerung der Erdverluste wird die Methode der mehrfachen Erdung angegeben. Zwei Möglichkeiten der mehrfachen Erdung werden mitgeteilt. Die Feldverteilung in der Nähe der Antenne wird untersucht (an dem Beispiel der großen Antenne von St. Assise). Nach den dabei genommenen Gesichtspunkten werden dann Angaben über die praktische Ausführung von Erdleitungen gemacht. Besonders werden die Wirkungen vollständiger und unvollständiger Abstimmung der einzelnen Erdleitungen besprochen. Das Ergebnis der Antenne von St. Assise war eine Verminderung des Widerstandes von 1,9 auf 4Ω ; der Wirkungsgrad stieg auf 35 Proz. — In einer Anmerkung weist der Übersetzer auf die Arbeit von A. Meissner („Über den Erdwiderstand von Antennen“, J. f. techn. Phys. 2, 328—329, 1921, Nr. 11) hin; in dieser wird eine Erdungsanlage vorgeschlagen, die in Grundgedanke und Ausführung mit der vorstehend beschriebenen weitgehende Ähnlichkeit hat. SAMSON.

Wolfgang P. Donle. A new non-interfering detector. Proc. Inst. Radio Eng. 11, 109, 1923, Nr. 2. Es wird eine Dreielektrodenröhre beschrieben, welche als Detektor die bisherigen Röhren bei weitem übertrifft. Die Röhre besitzt einen Glühfaden, eine Anode aus metallischem Natrium, die am Boden der Röhre angebracht ist, und eine „Kollektor“-Elektrode aus Metallfolie, die um den Faden gebogen ist. Der Faden wird in Serie mit einer Widerstandswicklung geschaltet, die außen an der Glocke unter der Anode angebracht ist und das Natrium auf eine gewisse Temperatur erwärmt. Die Anodenspannung ist zwischen 10 und 30 Volt von geringem Einfluß. Die Spannung der Kollektorelektrode wird durch ein Potentiometer parallel zur Heizbatterie eingestellt und hat ein Optimum bei — 1,4 Volt. Die Kollektorelektrode wird beim Betrieb mit einem Schwingungskreis verbunden, der auf die Antenne abgestimmt ist. Der Detektor ist sehr empfindlich, konstant und stabil. — Anoden- und Kollektortromm sind in Abhängigkeit von der Kollektorspannung bei offenem und geschlossenem Anodenkreis untersucht worden und in Kurven in der Arbeit dargestellt. Der Kollektortromm ist zweimal bis viermal so groß wie der Anodenstrom. Das Arbeitsgebiet der Röhre liegt bei der größten Steilheit des Anodenstroms und einer flachen Stelle der Kollektortstromkurve. — Eine Hochvakuumröhre, die an Stelle der Natrium-Elektrode eine Anode aus Molybdän hatte, zeigte bei weitem nicht die gleiche Empfindlichkeit und Stabilität in gleicher Schaltung. Es wurde die Abhängigkeit des Kollektortromms der normalen Natriumröhre von der Wellenlänge zwischen 200 und 1000 m untersucht und festgestellt, daß die Empfindlichkeit bei längeren Wellen abnimmt. Bei 1000 m ist die Röhre unempfindlich. Im Anodenkreis kann ein Telefon oder ein Telefontransformator angebracht werden. Die Ionisation in der Röhre wird durch die Temperatur der Anode konstant gehalten, und daher bleibt die Röhre lange auf gleicher Empfindlichkeit. — Als Verstärker und Schwingungserzeuger ist die Röhre nicht geeignet. MIETHING.

E. Kennelly. On the constant ratio of mean-to-mid potential or current in successive equidistant points along a uniform electric conducting line, real or artificial, in the steady state. Proc. Nat. Acad. Amer. 9, 215

—221, 1923, Nr. 7. P_1, P_2, P_3 seien drei Punkte einer elektrischen Leitung, der Abstand $P_1 P_2 = P_2 P_3 = l$, γ die Fortpflanzungskonstante; die Spannungen in P_1, P_2, P_3 heißen E_1, E_2, E_3 . Dann ist $\frac{E_1 + E_3}{2} : E_2 = \cos \gamma l$. Das gleiche gilt für die Ströme.

Der Satz gilt für beliebige Schaltung an den Enden der Leitung und läßt sich auf künstliche Leitungen übertragen. SALIN

J. F. J. Betherod. Distortion-free telephone receivers. Proc. Inst. Radio Eng. 11, 163—167, 1923, Nr. 2. Es wird rechnerisch für den Fall konstanter Spannung bzw. konstanten Stroms nachgewiesen, daß sich durch Anwendung von Elektro- röhrenschaltungen mit negativem Widerstand die Verzerrung in Telephonen aufhebt. Die gleiche Anordnung kann für Oszillographen und Radioschreiber angewandt werden. DROUIN

F. B. Young and W. Jevons. An electrode apparatus for the location of submarine cables and faults. Journ. Inst. Electr. Eng. 61, 822—828, 1923, Nr. 4. Das schadhaft gewordene Kabel wird von Land aus mit Wechselstrom von 500 Per. betrieben. Ein Dämpfer schleppt zwei um etwa 10 m voneinander entfernte Elektroden kreuzt sein Kurs das Kabel, so wird der Wechselstromton mittels Verstärker abgeleitet. Die Lautstärke und damit die Reichweite hängt von der Kabeldämpfung, der Dicke der Armierung und der Art des Fehlers ab. Versuche wurden nur bei kurzen Entfernungen von der Küste aus gemacht; rechnerisch sollte die Fehlerstelle noch bis zu durchschnittlich 700 km von der Küste bei Kurzschluß, bis zu 200 km bei isoliertem Kabelbruch nachweisbar sein. — Die stehenden elektrischen Wellen auf dem Kabel machen sich sowohl in der Verteilung der Lautstärke als auch unter Umständen beim Auftreten schädlicher Überspannungen bemerkbar. SALIN

L. M. Hull. A method for testing and rating electron tube generators. Proc. Inst. Radio Eng. 10, 373—392, 1922, Nr. 5. Es werden zwei neue Koeffizienten für die Dreielektrodenröhre abgeleitet und definiert, welche das Verhalten und Wirkungsgrad beim Gebrauch als Hochfrequenzgenerator angeben sollen. Die Theorie dieser Größen fußt auf einer einfachen Theorie über die Wirkungsweise einer Röhre als Generator und besteht in der Berechnung der Stromausbeute bei irgendeiner Art von Kopplung. Es werden dabei bestimmte Bedingungen vorausgesetzt, welche sich mit den Betriebsanforderungen an einen Röhrengenerator decken. — Außerdem wird eine Brückenmethode zur Bestimmung dieser Koeffizienten beschrieben und experimentelle Angaben für Spezialfälle gemacht, welche den Gebrauch dieser Methode zur Nutzeffektsberechnung veranschaulichen sollen. — Wegen Einzelheiten muß auf die Originalarbeit verwiesen werden. A. GOETZ

W. J. Foster. Alternating-current Generators. Gen. Electr. Rev. 26, 363—378, 1923, Nr. 6. Der Verf. behandelt verschiedene Fragen des Groß-Generatorbaues. Die größten Einheiten, die zurzeit gebaut werden können, sind für Dampfturbinenantrieb mit 20 Proz. Tourenhöhung 40000 bis höchstens 45000 kVA-Generatoren bei 1800 Umdr./Min. und $\cos \varphi = 1$ und 75000 kVA-Generatoren bei 1200 Umdr./Min. und für Wasserturbinenantrieb mit 80 bis 100 Proz. Tourenhöhung, Generatoren mit ausgeprägten Polen für eine Leistung von 50000 kVA bei 450 Umdr./Min., die bei etwa 100 Umdr./Min. erhöht auf 150000 kVA. Die Lebensdauer der Generatoren mit ausgeprägten Polen kann bei sorgfältiger Behandlung die der Turbogeneratoren um das Doppelte überschreiten, wegen der hohen thermischen Beanspruchung einzelner Teile und der schweren Beobachtung der elektrischen Teile bei der geschlossenen

uart der letzteren. Wesentlich für die Lebensdauer ist auch die konstruktive Erhöhung der Lagerung und der Schmierung (Ölverdampfung) sowie die Ausführung der Isolation, die durch die Prüfung häufig zu hoch beansprucht wird. Die Zuverlässigkeit der Generatoren gegen Belastungsstöße ist gekennzeichnet durch die obere Charakteristik, bei der der normale Betriebspunkt unterhalb des Maximums aufsteigenden Teil der Kurve liegen soll. Die ökonomische Spannung der Generatoren ist nach unten festgelegt durch die geringste Nutenzahl ohne allzu hohe ökonomische Verluste im Eisen, durch die Strombelastung pro Nute und durch technische Schwierigkeiten in der Anbringung der Stirnverbindungen. Als geeignete Spannung für die größten Generatoren gibt der Verf. 6600 Volt an. Der Wirkungsgrad wird begrenzt durch die zulässige Höchsttemperatur, die auf Kosten der Lebensdauer geht, weshalb besonders bei Generatoren mit Wasserturbinenantrieb die Temperaturgrenze von 60 bis 80° C von 40° C genommen wird. Verlustkurven verschiedener Generatoren anschaulich die Verteilung der mechanischen und elektrischen Verluste. STÜBLER.

F. Barton and C. M. Fulk. Characteristics and Performance of Conversion apparatus for Edison Systems. Gen. Electr. Rev. 26, 348—362, 1923, Nr. 6. Der besonderer Berücksichtigung des Betriebs von Edisonsystemen behandelt der Verf. die Eigenschaften der verschiedenen rotierenden Umformerarten. Er bespricht dabei die verschiedenen Anlaß- und Synchronisiermethoden von Einankerumformern und Motorgeneratoren mit hoch- und niederspannungsseitiger Schaltung am Transistor und kommt dann ausführlich auf die gleichstromseitigen Spannungsreguliermöglichkeiten mit ihren Reguliergrenzen und auf ihre Abhängigkeit von der Belastung ein. Der Einfluß der Belastung auf die Gleichstromspannung mit einer synchron betriebenen Zusatzmaschine und verschiedenenartigen Schaltungen der Erregung des Kommutators und des Feldes der Zusatzmaschine wird an zahlreichen Kurven und Diagrammen gezeigt, wobei die Kommutierung beim Einankerumformer besondere Berücksichtigung findet. An einer ausführten Anlage mit zwei unabhängigen Wechselstromsystemen werden zum Schluß einige Betriebsstörungen mit ihren Wirkungen auf den Umformern bekanntgegeben. STÜBLER.

W. Clarke. A Transmission Line Calculator. Gen. Electr. Rev. 26, 380—390, 1923, Nr. 6. Verf. geht von den allgemeinen Leistungsgleichungen in Reihenform aus und löst sie nach dem Verhältnis Anfangsspannung zu Endspannung an der Leitung E_r und Anfangsstrom zu Endstrom J_g/J_r mit Trennung in ihren reellen und imaginären Teil auf. Unter der Annahme, daß der reelle Teil und der absolute Betrag eine Funktion des Produktes aus Frequenz und Länge der Leitung und innerhalb eines großen Bereichs unabhängig von den Leitungskonstanten sind, da das Produkt der kilometrischen Induktivität und Kapazität für Hochspannungsleitungen praktisch konstant bleibt und nur eine Funktion des Verhältnisses von Leiterabstand zu Leiterdicke darstellt, werden die Gleichungen graphisch mit Hilfe eigens hierfür errechneter Kurven gelöst. Die Ermittlung von Spannungen und Strömen mit Phasenverschiebung bei verschiedenartiger Belastung wird an einigen Beispielen mit diesem Rechenapparat beschrieben. STÜBLER.

Wolff Richter. Die Erwärmungskurve bei zeitlich linearer Belastung und ihre Anwendung auf beliebige Belastungskurven. Elektrot. ZS. 44, 445—450, 1923, Mr. 20. Die Gleichung der Erwärmungskurve wird für den Fall aufgestellt, daß die in der Zeiteinheit entwickelte Wärme eine lineare Funktion der Zeit ist und die Wärmeabgabe der Temperaturdifferenz zwischen der sich erwärmenden Maschine o. dgl. und der Außenluft proportional ist. Mittels dieser Erwärmungsgleichung

kurve wird die Erwärmung bei beliebigem zeitlichen Verlauf der in der Maschine entwickelten Wärme bestimmt, indem der Vorgang in Abschnitte zerlegt wird, die die Wärmeentwicklung zeitlich linear angenommen werden kann. Der Höchstwert der Temperaturdifferenz wird dann rechnerisch bestimmt. MAX JA

Der elektrische Widerstandsofen (System Helberger). AEG-Mitteilungen 256—258, 1923, Nr. 8. [S. 1503.] C. MÜL

D. Mandl. Der Blindverbrauchszähler. AEG-Mitt. 19, 248—251, Nr. 8. Die Abgabe von elektrischer Energie bei phasenverspätetem Strom bedingt eine ungünstige Ausnutzung der Leitungsnetze und Kraftwerke und zwang zur Bildung von Tarifen, bei denen der Energieverbrauch unter Berücksichtigung der gegebenen Blindleistung verrechnet wird. Dazu ist die getrennte Zählung des Verbrauchs an Wirkleistung und an Blindleistung erforderlich. Der Blindverbrauchszähler der AEG für Dreiphasenstrom verwendet die gleiche Schaltung wie der Zähler der Wirkleistung, die gewöhnliche Zweiwattmeterschaltung, und besteht daher aus den gleichen Teilen. Die erforderliche Phasenverschiebung zwischen den wirksamen Feldern wird durch Parallelschaltung eines induktionsfreien Widerstandes zu jeder Stromspule erreicht. Durch Vorschaltung eines solchen vor jede Spannungsspule erzielt. Bei gewöhnlichen Stromverbrauchern wird ein Wirkverbrauchszähler mit einem Blindverbrauchzähler hintereinander geschaltet. Bei parallel arbeitenden Kraftwerken, bei denen die Energierichtung wechselt kann und voreilender und nacheilender Blindstrom vorkommen, sind ein Wirkverbrauchszähler und zwei Blindverbrauchzähler erforderlich, sämtlich mit Doppelzählwerken, die bei Umkehr der Drehrichtung des Zählerankers selbst umgeschaltet werden. Je nachdem Stromabgabe oder Stromverbrauch eintritt, der eine oder andere Blindverbrauchszähler durch ein Rückstromrelais arbeitet.

A. FRAEN

Reinhold Rüdenberg. Elektrische Schaltvorgänge und verwandte Störerscheinungen in Starkstromanlagen. Mit 477 Abb. und 1 Tafel. VIII u. 50 Seiten. Berlin, Verlag von Julius Springer, 1923. Das Buch ist aus einer Vortragsreihe entstanden, die der Verf. 1914 in Berlin hielt. Es umfaßt die Grundlagen aller bis jetzt bekannten und geklärten elektrischen Schaltvorgänge in Starkstromanlagen, d. h. nicht stationären Erscheinungen in elektrischen Stromkreisen, ob gewollt oder nicht, also auch Kurzschluß-, Erdschlußvorgänge usf. Der umfangreiche Stoff ist in 47 Kapiteln behandelt, die alle möglichst unabhängig voneinander gehalten sind, und in 12 große Abschnitte: A. Langsame Ausgleichsvorgänge in geschlossenen Stromkreisen; B. Vorgänge in Stromkreisen mit gekrümmter Charakteristik (Lichtbogenwirkung, magnetische Sättigung); C. Schnelle Wauderwellen auf Leitungen, gruppiert. Bei der Behandlung des Stoffes ist weniger Wert auf eine vollständige Sammlung aller vorkommenden Fälle und eine Beschreibung der häufig sehr komplizierten Erscheinungen bis in ihre letzten Feinheiten angestrebt, als vielmehr auf eine physikalische Erfassung der wesentlichen Vorgänge an möglichst einfach und übersichtlich gewählten Beispielen. Das Buch hat deswegen keineswegs nur für den Starkstromtechniker Interesse, sondern jeder, der sich für das Gebiet der nicht-stationären elektrischen Schwingungen interessiert, wird sehr reiche Anregung darin finden. Zahlreiche Oszillogramme und praktische Beispiele veranschaulichen die Ergebnisse der Theorie. Die mathematische Behandlung ist denkbar einfach, über die Anwendung der komplexen Exponentialfunktion und der einfachsten linearen Differentialgleichungen ist kaum hinausgegangen. Im zweiten Teil wird umfangreich und erfolgreich die Anwendung von der graphischen Integration gemacht, um die Schwingungerscheinungen

er Zugrundelegung der wirklichen Lichtbogencharakteristik, bzw. der magnetischen Turgungskurve zu beschreiben. Die Reichhaltigkeit des Inhalts soll folgende herausgriffene Übersicht andeuten: A. I. Einfache Stromkreise (Ein- und Abschalten von Eisen mit Widerstand, Selbstinduktion, Kapazität); II. Magnetisch verkettete Stromkreise (Schalten von Gleichstrommagneten mit Dämpfung und von Transformatoren, Nebelströme, freie Drehfelder in Mehrphasenmaschinen, Plötzlicher Kurzschluß von Transformatoren und Generatoren); III. Ein- und Ausschalten von Motoren; IV. Erdlußströme, Störung von Fernsprechleitungen; B. V. Lichtbogenwirkungen (Gleichstrom- und Wechselstromschalter, Rückzündung in Kapazitätskreisen, Schwingungsweise mit Funkenstrecken, Ausschalten solcher Kreise, Aussetzende Erdschlußschwingungen, Lichtbogenschwingungen); VI. Magnetische Sättigung (Selbst- und Unterregungsvorgang, Resonanzkreise mit Eisen, kapazitive Selbsterregung von Generatoren, Oberschwingungen); C. VII. Homogene Leitungen (Entstehen, Reflexion von Wanderwellen, Einschalten, Kurzschluß, Erdschluß von Leitungen, Ableitung von Leitungen, Rückzündungen); VIII. Zusammengesetzte Leitungen (Reflexion, Brechung von Wellen, Schutzwiderstände, Beeinflussung von Nachbarleitungen); IX. Spulen und Kondensatoren in den Leitungen (Umbildung der Wellenform, Schutzwirkung, elektromagnetische Wellen in Spulen); X. Leitungsnetze und Wicklungen (Entstehung und Verlauf der Wellen, Wicklungsdurchschläge, Schutzmittel). — Das Buch, das zum großen Teil auf eigenen Arbeiten des Verf. aufgebaut ist, bedeutet eine wertvolle Erweiterung der technisch-physikalischen Literatur.

W. O. SCHUMANN.

Hüter. Neuere ausländische Höchstspannungsschalter. Elektrot. ZS. 801—809, 1923, Nr. 34. Amerika ist uns in der Höhe der Übertragungsspannung voraus, 220-kV-Anlagen sind teils schon im Betrieb, teils im Bau. Schaltanlagen sind meist im Freien, sogenannte Freiluftstationen, aufgestellt. Trotzdem sind Luftschalter selten, wegen der großen Lichtbogenlängen, die die Gefahr des Überschlags auf anderen Pol in sich bergen, große Leiterabstände und ungünstige Leitungsbefestigungen bedingen. Beim Abschalten des Ladestromes einer 220-kV-Leitung von nur 1 km riß der Lichtbogen erst bei 18 bis 21 m Länge ab. Als Leitungsunterbrecher wird meist Ölschalter verwendet. Die Durchführungsisolatoren, die im Regen eine Überschlagsspannung von etwa 3,5facher Phasenspannung haben, im Trocknen bis zu 100 kV, sind teils als sogenannte Kondensatorklemmen, teils als Porzellangefäße mit Füllung und Ausdehnungsgefäß ausgebildet. Die Unterbrechungskontakte sind bei der Ausführung Schnellkontakte in der Ölmasse, bei einer anderen in besonderen Dichtkammern, in denen durch Abtrennung des Lichtbogens vom äußeren Ölvolume ein sehr hoher Druck entsteht, der die Neuzündung verhindert. Widerstandsvorstufen werden nicht verwendet. Der hohen Überschlagsspannung muß die innere Durchschlagsspannung entsprechen, sie erfordert große Ölvolumente. Ein 220-kV-Schalter mit einer Abschaltleistung von $1,2 \cdot 10^6$ kVA hat 64000 Liter Öl. Die schnelle Zunahme von noch höheren Spannungen läßt die Aufstellung unter Dach wieder in Erwägung bringen, wie dies in einem Fall für 220 kV schon ausgeführt wurde. A. FRAENCKEL.

Dreyfus. Ein neuer Weg zum Ausbau der Kommutierungstheorie. (Teil I.) Elektrot. 12, 286—296, 1923, Nr. 3. Der Kommutierungsvorgang der Ankerwicklungen einer Gleichstromwicklung ist ein periodischer Schaltvorgang, bei dem nach einer Lamellenperiode eine Spule kurzgeschlossen wird und eine aus dem Kurzschluß tritt. Dabei können die Zeitpunkte des Eintritts einer Spule in den Kurzschluß und des Austritts einer an der gleichnamigen Bürste schon kurzgeschlossenen, je nach der Bürstenbreite, zusammenfallen oder nicht. Während der Kurzschlußzeit soll der

Strom jeder Spule unter induktiver Einwirkung des Wendefeldes sich von sei-
Anfangswert $+J$ auf den Endwert $-J$ ändern. Dabei ist je nach der gegenseit-
Lage der kurzgeschlossenen Spulen in den Nuten deren induktive Verkettung
schieden. Für jede Lamellenperiode gilt daher ein System von so vielen simultanen
Gleichungen, wie Spulen gleichzeitig kurzgeschlossen sind, und es gelten nachein-
so viele verschiedene Systeme wie verschiedene Konstellationen der gleichzeitig
geschlossenen Spulen aufeinander folgen. Verf. erläutert dies an einem einfa-
Beispiel und zeigt, wie durch Lösung der Gleichungen der zeitliche Stromverlauf
halten wird. Dabei zeigt es sich, daß die räumliche Verteilung des Wendefeldes
deutig sein kann, wie es die Erfahrung auch schon gezeigt hat, es gibt also nicht
eine richtige Verteilung des Wendefeldes, welche die Grenzbedingungen erfüllt.
von der bisherigen Kommutierungstheorie verwendete Selbstinduktionskoeffizienten
weist sich als von einer Anzahl Induktivitäten und von der Verteilung des We-
feldes abhängig. Die auf vielen vereinfachenden Annahmen beruhende Behand-
bedarf noch einer eingehenden Erweiterung, besonders im Hinblick auf den Ein-
der veränderlichen Übergangswiderstände.

A. FRAENKEL

Report on researches on the chemical and physical properties of insulat-
ing oils. Journ. Inst. Electr. Eng. 61, 661—674, 1923, Nr. 319. Die auf
Anlassung der Institution of Electrical Engineers ausgeführten Untersuchungen di-
der Weiterentwicklung der Lieferungsbestimmungen und Prüfungsmethoden von Tr-
formator- und Schalterölen. Im Transformator steht das Öl bei einer Temperatur
60 bis 90° C und mehr in Berührung mit Luft. Bei den dabei auftretenden Oxydations-
und Polymerisationsvorgängen wirkt das Kupfer als Katalysator, die dabei gebildete
schlammigen Produkte setzen sich auf die Wicklung und behindern die Kühlung
Ölzirkulation. Am wichtigsten ist daher die Untersuchung auf Schlammbildung,
in England verwendete Sludgemethode beruht darauf, daß durch erhitztes Öl, in
ein Kupferstreifen gebracht ist, Luft gesaugt wird. Die Versuche an zehn
verschiedenen Proben verschiedener Herkunft (Burman-, russisches und amerikanisches
Öl) sollten Aufschluß geben über die Schnelligkeit und Leichtigkeit der Ausführung
Übereinstimmung verschiedener Beobachter und über erforderliche Verbesserungen.
Das Ansaugen von Luft erwies sich als den wirklichen Verhältnissen mehr entsprechen-
als Sauerstoff. Die bei uns übliche Bestimmung der Teerzahl durch Behandlung
Kisslingscher Lauge wird nicht empfohlen, da kein unmittelbarer Zusammenhang
zwischen Teerzahl und Schlammbildung besteht. Die Bestimmung der Verfärbung
konnte nicht als zuverlässiger Anhalt für die Schlammbildung befunden werden.
Untersucht wurden ferner die Verdampfungsverluste bei 100° C, der Flammpunkt,
Viskosität zwischen 15 und 90°, Säure- und Alkaligehalt, Jodabsorption (die bei
verschiedenen Ölen mit der Schlammbildung Schritt hält), die Dichte, der Ausdehnungs-
koeffizient, Stockpunkt, spezifische Wärme und latente Wärme, Dampfdruck und
die Wirkung von Katalysatoren.

A. FRAENKEL

Edwin Fitch Northrup. High temperature investigation. Journ. Franklin Inst. 193, 665—686, 1923, Nr. 5. Verf. gibt einen kurzen Überblick über die Ent-
wicklung der Physik seit den Tagen von Francis Bacon und Newton. Seit dem
Beginn des 20. Jahrhunderts hat die Naturwissenschaft besonders infolge der Ver-
wendung der Apparate und Untersuchungsmethoden einen ungeheuren Aufschwung
genommen. Nichts hat auf die Eigenschaften eines Körpers einen so großen Ein-
fluß wie die Temperatur; nur die Schwere und Radioaktivität werden nicht von ihr
einflußt. Alle einem Körper zugeführte Energie kann schließlich in Wärme umgesetzt

deren. Untersuchungen in der letzten Zeit bei Temperaturen über 1500°C haben zu geführt, Materialien ausfindig zu machen, die bei hohen Temperaturen beständig und in denen Metalle geschmolzen werden können. — Es gibt heute verschiedene Arten, hohe Temperaturen zu erzeugen: heiße Flammen, den elektrischen Lichtbogen, Widerstandsofen, Vakuumröhren, die durch Elektronenaufprall auf die Oberfläche erhitzen, und Hochfrequenz-Induktionsöfen. Von den Widerstandsofenen können nur Kohle- und Wolframrohröfen hohe Temperaturen erreichen. Lichtbogenöfen haben den Nachteil, daß sie nur ein kleines Volumen erhitzen können. Der beste, modernste Ofen ist der Hochfrequenz-Induktionsofen. — Es wird hierbei kinetische elektrische Energie in Wärmeenergie verwandelt, und zwar um so mehr, je kürzer die elektromagnetischen Wellen sind. Ist im Innern einer induktiven Spule ein Leiter, so wird Energie absorbiert, und der Leiter erwärmt sich. Bei konstanter Ampereinduktionszeit ist die Energie proportional der Frequenz des Stromes. Die Temperatur steigt rasch, bis der Körper durch Wärmestrahlung wieder Energie verliert, aber die Öfen sind gut mit Wärmeisolatoren versehen, die durchlässig für lange Wellen, aber un durchlässig für kurze Wellen sind. Der Ofen ist nicht an eine Stromquelle angeschlossen, er hat keine Elektroden, er wird nur induktiv mit einer Stromquelle gekoppelt; daher eignet er sich vorzüglich als Vakuumofen. Er besteht hauptsächlich aus einer wasser durchflossenen Kupferspirale, die einen Zylinder aus einem Isoliermaterial aus Quarz, Pyrexglas, Glimmer, Mikanit oder Asbestpappe umschließt. Im Innern der Spule befindet sich ein Tiegel aus nichtleitendem Material, in dem das Metall erwärmt wird, zwischen Zylinder und Tiegel befindet sich ein Isoliermaterial in Pulverform. Es werden Hochfrequenzströme zwischen 5000 und 50 000 Per. angewandt, 20 000 Per. werden vorzugsweise. — Es sind in dem Ofen Platin, Wolfram und Molybdän geschmolzen worden. Es ist leicht, nach diesem Prinzip einen idealen schwarzen Körper zu bauen, und vorzüglich ist der Ofen für chemische Untersuchungen geeignet, da die Substanzen im Schmelzen außerordentlich rein bleiben. Es werden kurz in der Arbeit einige Hochfrequenzgeneratoren und Wechsler erwähnt. Zum Schluß weist Verf. noch einmal die ungeheure Wichtigkeit der Erzeugung hoher Temperaturen hin. MIETHING.

Hefelder. Über die örtliche Verteilung der Röntgendiffusion in der Körperfalte. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 31, 83—85, 1923, Kongreßheft. Messungen der Dosis in einem Wasserphantom mittels eines Siemens-Dosismessers und Beobachtung der lokalen Intensitätsverteilung mittels Zinksulfidschirmen ergibt eine ziemlich starke Begrenzung des Strahlenkegels im Wasser im Gegensatz zu den Messungen von Dessaauer. Auch bei Änderung der Versuchsbedingungen kounten niemals Stahlenkegel erzeugt werden, die einen Verlauf wie die Dessaauerschen Kurven zeigen hätten. — Für die Tiefentherapie ergibt sich die praktisch wichtige Schlüsse, daß die Streustrahlung außerhalb des direkten Strahlenkegels bei der Dosierung vernachlässigt werden darf. GLOCKER.

Ktner. Tagesfragen der Dosimetrie. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstrahlen 186—87, 1923, Kongreßheft. Kurzer Auszug aus der im folgenden besprochenen Arbeit. GLOCKER.

itner. Tagesfragen der Dosimetrie. Strahlentherapie 15, 611—619, 1923, 15. Um biologische Ergebnisse von Röntgenbestrahlungen in verschiedenen Intensitäten sicher miteinander vergleichen zu können, schlägt Verf. vor, ein Standardgerät mit zeitlich konstanter Empfindlichkeit fest aufzustellen und mit diesem verportable Meßgeräte zu eichen, welche ihrerseits zur Eichung der an verschiedenen Orten im Gebrauch befindlichen Dosimeter dienen sollen. Es werden sodann Vorteile dieses Verfahrens im einzelnen erörtert. GLOCKER.

Stumpf. Stereo-Durchleuchtung. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 92—94, 1923, Kongreßheft. Das Verfahren beruht darauf, daß bei Anordnung einer geeigneten Blende die rechte Röhre die linke Hälfte, die linke Röhre die rechte Hälfte des Leuchtschirmes beleuchtet. Die entstehenden Bilder werden mit einem gewöhnlichen Stereobetrachtungsapparat angesehen. GLOCK

Klingelfuss. Direkt zeigendes Spektrometer für Röntgenstrahlen. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 31, 95—96, 1923, Kongreßheft. Gleichzeitige Messung der Grenzwellenlänge mit dem Seemannschen Spektrographen und der Röhrenspannung mit dem Sklerometer (Klingelfuss, Strahlentherapie 3, 772, 1913) ergibt eine Proportionalität. Das Sklerometer kann daher so geeicht werden, daß es direkt den Wert der Grenzwellenlänge angibt. Die Tatsache, daß die so ermittelten Spannungen nur ein halb so groß waren wie die Spannungen, die sich für gleichen Sklerometerausschlag aus dem Funkenpotential berechnen, wird mit dem Auftreten von Oberschwingungen erklärt. — Verf. hält die Messung der Parallelfunkentstrecke zur Beurteilung Strahlenhärte für sehr unzuverlässig. Sobald schlechte Resonanz zwischen Röhre und Generator (Induktor bzw. Wechselstromtransformator) besteht, erhöht sich die Spannung an den Parallelfunkentstrecken um 50 bis 100 Proz. gegenüber der Röhrenspannung und man arbeitet mit weicheren Strahlen, als man glaubt. GLOCK

C. A. Schleussner. Ein neuer Belichtungsmesser für Röntgenaufnahmen. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 31, 97—100, 1923, Kongreßheft. Beschreibung eines aus mehreren, konzentrischen, drehbaren Kreisringen bestehenden Belichtungsmessers für medizinische Röntgenaufnahmen. Die auftretenden Faktoren sind: Dicke des Objekts, Härtegrad und Stromstärke der Röhre, Fokus-Plattenabstand, Art der Platte, Art des Röntgenapparats (Apparatezahl). Die Faktoren werden für allemal empirisch bestimmt. GLOCK

W. Berger. Technische Neuerungen. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 100—103, 1923, Kongreßheft. Mitteilungen über die Konstruktion zweier neuer Röntgenapparate der Polyphosgesellschaft, eines Bestrahlungsgeräts und eines Durchleuchtungstisches. GLOCK

P. P. Gotthardt. Spektrometrische Untersuchungen an Röntgen-Tiefetherapieröhren. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 31, 104—105, 1923, Kongreßheft. Messungen der Grenzwellenlänge λ_{\min} mit dem Marchschen und dem Seemannschen Spektrographen als Funktion des zwischen vertikal aufgestellten Spitzen messenen Funkenpotentials P . Der Seemannsche Spektrograph ergibt eine um 0,005 Å kürzere Wellenlänge. Ein wesentlicher Einfluß der Apparate- oder Röhrentypen auf den Verlauf der Kurve $\lambda_{\min} = f(P)$ ist nicht vorhanden. GLOCK

S. Strauss. Das Mekapion, ein neuer Röntgenstrahlen- und Isolationsmesser. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 31, 118—119, 1923, Kongreßheft. Schreibung eines Verfahrens zur Messung großer Widerstände mit Hilfe einer Verstärkerröhre. Die in einem Hörer auftretende Zahl von Tickerschlägen in einem gewissen Zeitraum ist ein indirekt proportionales Maß für die Größe des Widerstandes der ionisierten Gasstrecke. Betreffs der Schaltung wird auf die Originalarbeit verwiesen. GLOCK

R. Jäger. Eine neue Röntgen-Dosisuhr (Dosiszähler). Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 31, 120, 1923, Kongreßheft. Ein Zusatzapparat zu dem Siemens-Dosismesser, welcher galvanometrisch die Ionenisationsstromstärke einer bestrahlten klei-

ammer mißt und somit die Dosis pro Sekunde angibt, wird beschrieben. Er beruht auf dem Prinzip der Entladung einer Kapazität über die Ionisationskammer und der tomatischen Wiederaufladung derselben. Ein Zählwerk registriert die Zahl der Ladungen während der Bestrahlungszeit und liefert somit direkt die insgesamt erzielte Dosis.

GLOCKER.

Jäger und W. Rump. Über die Bestimmung des Schwächungskoeffizienten und der Streuzusatzstrahlung mit dem Siemens-Röntgendiffusionsapparatur. Strahlentherapie **15**, 650—660, 1923, Heft 5. Die Verteilung der Dosis im zentralstrahl wird in Wasser und in Luft gemessen. Der Intensitätsabfall ist gerade in der Nähe der Oberfläche am geringsten, in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Glocke, Rothacker und Schönebe, aber im Widerspruch mit denen von Sauer. — Die Streuzusatzstrahlung nimmt, wenn man sich von der Luft her der Wasseroberfläche annähert, zu, besitzt ein Maximum 3 cm unterhalb des Wasserspiegels und nimmt dann ab. — Die Abhängigkeit der Dosis von der Größe des Bestrahlungsfeldes ermöglicht eine extrapulatorische Bestimmung für ein unendlich enges Feld; daraus ergibt sich für 175 000 Volt Röhrenspannung, 0,5 mm Zn + 2 mm Al Filterung der Schwächungskoeffizient $\mu_{H_2O} = 0,19$.

GLOCKER.

6. Optik aller Wellenlängen.

Thur Haas. Einführung in die theoretische Physik. Mit besonderer Berücksichtigung ihrer modernen Probleme. Erster Band. Mit 58 Abbildungen im Text, 220 und vierte, völlig umgearbeitete und vermehrte Auflage. X und 307 S. Berlin und Leipzig, Walter de Gruyter & Co., 1923. [S. 1409.]

SCHEEL.

Sommerfeld. Note on Brewster's Law. Journ. Opt. Soc. **7**, 501—502, 1923, Nr. 7. Wenn ein Lichtstrahl auf die Trennungsfläche eines optisch dichteren Mediums fällt, verschwimmen die Elektronen im zweiten Medium in der Richtung der elektrischen Kraft für den gebrochenen Strahl. Die durch diese Schwingungen erzeugte elektromagnetische Strahlung ist in ähnlicher Weise zu berechnen wie bei der Lichtausbreitung in einem trüben Medium. Da nun in Richtung der Elektronenschwingungen keine Energie ausgesandt wird, muß auch der reflektierte Strahl verschwinden, wenn dieser senkrecht zum gebrochenen Strahl verläuft, vorausgesetzt, daß die elektrische Kraft in der Einfallssebene liegt. Damit ist das Brewstersche Gesetz vom Endpunkt der Elektronentheorie erklärt.

H. R. SCHULZ.

A. Lorentz. The Rotation of the Earth and its Influence on Optical Phenomena. Nature **112**, 103—104, 1923, Nr. 2803. Die Bewegung eines Systems auf optischem Wege durch die Verschiebung von Spektrallinien (Dopplersches Prinzip), durch die Veränderung der Wellenform (Huyghenssches Prinzip) und durch die Aberration nachgewiesen werden. Die Stokesschen Annahmen sind miteinander nicht vereinbar, die Existenz von Ätherwirbeln um die Planeten ist nach den Beobachtungen am Jupiter nicht wahrscheinlich. Das Michelsonsche Experiment ist bisher erfolglos gewesen.

H. R. SCHULZ.

Smith. The optical cosine law. Trans. Opt. Soc. **24**, 31—40, 1923, Nr. 1. Der Verf. stellt die allgemeine Formel auf: $\cos \vartheta = p \cos \vartheta' + q$, in der ϑ bzw. ϑ' Richtungs-

winkel der Strahlen im Objekt- bzw. Bildraum und p und q Konstante sind. Diese Formel soll das Brechungsgesetz, die Sinusbedingung usw. umfassen. Die mathematische Behandlung wird mit Hilfe des Eikonals ausgeführt.

CHR. v. H.

L. C. Martin. A physical study of coma. Trans. Opt. Soc. **24**, 1—9, 1923, Nr. 1. Ein Mikroskopobjektiv, das eine merkliche Abweichung von der Sinusbedingung weist, im übrigen aber gut korrigiert ist, wird in einem Doppelring mit zur optischen Achse geneigter Bohrung so gefaßt, daß es zwischen 0° und 5° beliebig schräg gesetzt werden kann. Mit dieser Anordnung werden Aufnahmen von künstlichen Sternen im Brennpunkt und außerhalb des Brennpunktes gemacht. So kann die Lichtverteilung gemessen werden.

CHR. v. H.

T. Smith. A large aperture aplanatic lens not corrected for colour. Trans. Opt. Soc. **24**, 22—30, 1923, Nr. 1. Ein Linsensystem für spektroskopische Apparate, das aplanatisch für alle Zonen korrigiert ist, für ein Öffnungsverhältnis von $f:1$ mehr, kann erhalten werden, wenn es aus mehreren getrennten Linsen von demselben Glastyp zusammengesetzt ist. Ein solches Objektiv aus vier Linsen ist von der Firma Ross ausgeführt. Bei verminderter Öffnung könnte das Objektiv auch auf Farben korrigiert werden, indem jede Linse achromatisch gemacht würde, so daß das System aus acht Linsen bestände.

CHR. v. H.

J. W. Obreimoff. A method of measuring small differences of the refractive indices. Journ. Russ. Phys.-chem. Ges. **50**, 85—99, 1922, Nr. 1/3; vgl. diese Zeitschrift, 1, 1336, 1922.

SCH.

Hugo Krüss. Zur Dioptrik der astronomischen Okulare. ZS. f. Instrkde. **180**—185, 1923, Nr. 6. Im Anschluß an eine Arbeit von O. v. Gruber in derselben Zeitschrift werden die für das Zusammensetzen zweier einfacher dünner Linsen geltenden Formeln angegeben und Nutzanwendungen auf das Ramsdensche und Huyghenssche Okular gemacht. Zum Schluß wird auf die analoge Anwendung und Ausführungen auf das Teleobjektiv und das Galileische Fernrohr hingewiesen.

CHR. v. H.

Karl Lüdemann. Die Genauigkeit der Herstellung von Achszapfen horizontalen Fernrohrachsen von 12 cm-Theodoliten. ZS. f. Instrkde. **185**—186, 1923, Nr. 6. Die Achszapfen eines Theodoliten lassen sich verhältnismäßig leicht genügend rund herstellen, dagegen können wohl merkliche Unterschiede in Durchmessern der beiden Zapfen vorkommen. Hierüber sind Beobachtungen an 25 Theodoliten von Max Hildebrand in Freiberg i. Sa., die sehr geringe Abweichungen zeigten; nur bei sieben Instrumenten überschritten die Unterschiede den Wert von 1μ .

CHR. v. H.

E. Hammer. Neuerung am Hammer-Fennelschen Tachymetertheodolit. ZS. f. Instrkde. **43**, 50—53, 1923, Nr. 2. Ergänzungen zu einem früheren Aufsatz des Verf. und einem solchen von Dolezal, die sich auf andere Konstanten des Instruments beziehen.

CHR. v. H.

J. Prédhumeau. Nouveau système de photogrammétrie: Le stéréotopomètre. Rev. d'Opt. **1**, 313—330, 1922, Nr. 7. Das Instrument ist sehr klein, billig, einfache und handlich, so daß es von einem Mann bedient werden kann; das ist der Hauptvorteil. Die Objektive haben kurze Brennweiten und ein sehr kleines Öffnungsverhältnis, so daß nur Zeitaufnahmen gemacht werden können, daher ist keine besondere Bildkorrektion erforderlich. Die theoretischen Grundlagen und die Beschreibung

Apparates werden ausführlich gebracht. Bei den Betrachtungen über die zu erlende Genauigkeit kommt der Verf. zu dem Resultat, daß sein Instrument mit den lichen Tachymetern und mit dem Stereo-Autographen von Orel konkurrieren kann.

CHR. v. HOFÉ.

nis Lumière. *Représentation photographique d'un solide dans l'espace.oto-stéréosynthèse.* Rev. d'Opt. 2, 229—236, 1923, Nr. 6. Es handelt sich darum, mit fe photographischer Aufnahme plastische Bilder zu machen. Zu diesem Zweck len von dem Objekt Aufnahmen in verschiedenen parallelen Schnitten, die senkt- nturen sollen möglichst scharf, die außerhalb liegenden unscharf abgebildet werden; Objektiv muß also eine geringe Tiefenschärfe haben. Um diese Unschärfe in der fe zu steigern, schlägt der Verf. zwei Hilfsmittel vor: 1. Das Objektiv wird während

Exposition (durch Kurbeltrieb) parallel zu sich selbst und senkrecht zur optischen nse verschoben, und die Bildebene (Platte) ebenfalls in demselben Sinne und in em solchen Verhältnis, daß das Bild auf der Platte stillsteht. Dann bewegen sich außerhalb der Platte gelegenen Bildpunkte sehr stark relativ zur Platte, werden sehr unscharf abgebildet. Sind die Verschiebungen von Objektiv bzw. Platte h

H und der Objekt- bzw. Bildabstand p bzw. p' , so muß die Gleichung bestehen:

$$\frac{p}{p+p'} = \frac{h}{p-dp} = \frac{h}{p-dp} = (H-h)$$
 Bildpunkte, deren Objektpunkte von der Objektebene den Abstand haben, erleiden relativ zur Platte eine Verschiebung dH , entsprechend der Gleichung $\frac{h}{p-dp} = (H-h)$. Diese Einrichtung hat sich bewährt. 2. Das Objektiv sei einem Umkehrprisma verbunden. Das Objekt werde in einfacher Vergrößerung ebildet. Werden jetzt Objektiv und Prisma gemeinschaftlich in der Hauptebene letzteren und senkrecht zur optischen Achse des ersten bewegt, so stehen die Pkte in der Bildebene still, außerhalb der Bildebene liegende Punkte bewegen sich. Nutet man zwei Prismen, deren Hauptebenen senkrecht aufeinanderstehen, an, so en man alle Bewegungen senkrecht zur optischen Achse ausführen. Diese Methode en nur bei der Vergrößerung 1 angewendet werden, außerdem müssen die Prismen e genau hergestellt werden.

CHR. v. HOFÉ.

des Baillaud. *Réglage d'une chambre photographique à long foyer.* J. d'Opt. 1, 353—362, 1922, Nr. 8. Bei photographischen Apparaten mit großer hweite sind drei Bestimmungen von großer Wichtigkeit. 1. Der Durchstoßungspunkt der optischen Achse mit der Platte muß festgelegt werden. 2. Die Platte muß senkrecht zur optischen Achse gerichtet werden. 3. Die photographische Schicht der Platte muß genau auf den Brennpunkt eingestellt werden. 1. Der von hinten be- holtete Rand einer Karte wird in zwei zueinander senkrechten Lagen so eingestellt, er mit den von den Objektivflächen erzeugten Spiegelbildern in einer Linie liegt. Visur wird vorgenommen durch ein Loch in der Karte, das genau in der Ver- lagerung der beleuchteten Kante liegt. Der Schnittpunkt dieser beiden Kantenlagen, auf einer matten Fläche markiert wird, liegt auf der optischen Achse und ist ihr Durch- lichtungspunkt mit der Platte. 2. Nach der Methode von Olsson (Astron. Nachr. 3489, 1927) wird die Platte ausgerichtet, und zwar wird ein Diaphragma auf das Objektiv festgelegt und eine Glasplatte in den Plattenhalter gelegt. Man richtet diese Platte so daß man das von der Platte erzeugte Spiegelbild der Augenpupille zusammen- und sieht mit dem Diaphragma. 3. Der Brennpunkt wird mit Hilfe der Methode Cornu-Hartmann gesucht. Zwei parallel einfallende enge Lichtstrahlenbündel das Objektiv auf demselben Durchmesser durchsetzen, erzeugen auf photographi-

ischen Platten in zwei verschiedenen Abständen vom Objektiv Lichtspuren. Aus Abstand der Platten und den Abständen der Lichtspuren kann der Punkt, in dem die Lichtbündel schneiden, also der Brennpunkt, bestimmt werden. Steht kein natürlicher oder künstlicher (Kollimator) unendlich ferner Lichtpunkt zur Verfügung, kann man zwei Blenden in passendem größeren Abstand voneinander vor dem Objektiv anbringen, jedoch müssen die Löcher beider Blenden genau denselben Abstand haben und ihre Verbindungslien genau parallel zur optischen Achse sein. Chr. v. H.

P. H. van Cittert. Een monochromator met grote Lijchtsterkte en weinig valsch licht. *Physica* 3, 181—184, 1923, Nr. 6. Der Leissche Vorschlag zweier hintereinandergesetzter Monochromatoren mit drehbaren Prismen hat eine Reihe von Nachteilen, die durch folgende Konstruktion vermieden werden können: Man stellt zwei identische Monochromatoren mit festen Prismen so hintereinander, daß das erste entworfene Spektrum durch den zweiten zu einem weißen Spaltbild vereinigt wird. Bringt man in die Ebene des Spektrums einen dritten Spalt verschiebbar, so läßt sich durch Bewegung dieses Spaltes allein jede Wellenlänge (oder bei mehrfachem Spalt ein Gemisch bestimmter Wellenlängen) ausblenden. Um eine Abblendung durch die einander zugekehrten Objektive der Monochromatoren zu vermeiden, bringt man unmittelbar vor und hinter dem verschiebbaren Mittelspalt je eine Plankonvexlinse anzu bringen, die zusammen das zweite Objektiv des ersten Monochromators auf das erste Objektiv des zweiten Monochromators abbilden. Das austretende Bündel hat stets die gleiche Richtung. H. R. Sch.

Paul Kirkpatrick. A device for rotating spectrometer crystals. *Journ. Soc.* 7, 539—541, 1923, Nr. 7. Die Bestimmung der Lage der Reflexionsebenen eines Kristalles nach der von Compton vorgeschlagenen Methode erfordert eine gleichmäßige langsame Drehung des Kristalles. Um diese mechanisch einfach vornehmen zu können, wird die Tangentialschraube des Spektrometers durch eine leise Kette angetrieben, die über ein Zahnräder geführt wird, welches auf der Achse eines Triebrades sitzt. Letzteres wird unter Zwischenschaltung einer Sperrlinke durch einen Elektromagneten um je einen Zahn vorwärts bewegt, wenn der Stromschalter durch ein Metronom erfolgt. H. R. Sch.

André Debrie. Cinématographe à grande vitesse. *Rev. d'Opt.* 2, 204—205, 1923, Nr. 5. Der Apparat wird von der Firma André Debrie in Paris gebaut nach den Patenten von Labrely. Während mit den üblichen kinematographischen Aufnahmeapparaten etwa 16 Bilder pro Sekunde hergestellt werden, ermöglicht der vorliegende Apparat, ähnlich wie die deutsche Zeitlupe, Aufnahmen bis 250 Bildern pro Sekunde. Er eignet sich daher für alle die Fälle, in denen eine Zeitstreckung beabsichtigt ist. Der Apparat unterscheidet sich von der Zeitlupe dadurch, daß er, wie Aufnahmeapparate, mit ruckweisem Filmtransport versehen ist, während die Zeitlupe eine kontinuierliche Filmbewegung und einen optischen Ausgleich der Bildwanderung aufweist. — Äußerlich unterscheidet sich der Apparat wenig von den gebräuchlichen Aufnahmeapparaten. Das Aufnahmobjektiv ist auf verschiedenen Entfernung einstellbar und kann gegen Objektive anderer Brechweiten ausgetauscht werden. Auf der Rückseite des Apparates ist ein Meterzähler angebracht für die 120 m Film, welche der Apparat aufnimmt. Ein Geschwindigkeitsanzeiger gibt die Bilderzahl pro Sekunde an, ebenso wie die Zeitstreckung gegenüber normaler Bildzahl. Ein einziger Öler dient dazu, alle mechanischen Teile einzufetten. Zur Aufstellung wird ein normales Stativ gebraucht. — Der Film befindet sich in einer besonderen Kassette, die an den eigentlichen Aufnahmeapparat angesetzt werden kann. Chr. v. H.

an. Nach Ansetzen der Kassette und nachdem der Film eingefädelt ist, tritt der Film vollkommen frei von der Kassette in den Apparat über, so daß er keinerlei Rüttelungen an der Kassettenöffnung erfährt. Die Filmführung erfolgt, ohne daß eine Ruckwendung des Films stattfindet. — Der Mechanismus für die ruckweise Filmwegung ist in einem besonderen Gehäuse untergebracht, das mit der Antriebswelle Verbindung steht. Der Bewegungsmechanismus selbst besteht aus einem Greifer, der zum Zweck des Transportes in die Perforation des Films eingreift und nach einer Bewegung den Film wieder frei gibt. Nach erfolgtem Transport wird der Film durch eine besondere Blockierungsvorrichtung, bestehend aus zwei in die Perforation vortretende Spitzen, festgehalten.

JOACHIM.

Dévé. Phacomètre à oscillations. Rev. d'Opt. 2, 85—106, 1923, Nr. 3. Unter diesem Namen, der offenbar aus dem Griechischen (*φακός* = Linse) hergeleitet ist, hat der Verf. schon vor 23 Jahren einen Apparat konstruiert, der darauf besteht, daß diejenigen Punkte eines Linsensystems oder eines Spiegels gesucht werden, welche die optischen Apparate gedreht werden können, ohne daß die von ihnen erzeugten Bilder sich bewegen; das sind die Brennpunkte, Knotenpunkte und Krümmungspunkte. Das Phakometer besteht aus einem Okular mit Fadenkreuzbeleuchtung, Autokollimation und einer Wippe, an der ein Spiegel aus schwarzem Glas und Halter für die zu untersuchenden Linsen oder Spiegel, der also an der schwingenden Wippe teilnimmt, befestigt ist. Dieser Halter wird so verschoben, daß das Bild des Fadenkreuzes trotz der schwingenden Bewegung des Halters stillsteht. Auf diese Weise werden die genannten Punkte gefunden und die Krümmungsradien, Brennweiten und Schnittweiten hergeleitet. Die Fläche der Linse oder des Spiegels wird bestimmt, indem auf sie angebrachte Flecke (Staub) als stillstehend erkannt werden. Auf diese Weise hat der Verf. auch sphärische Aberration, Abweichung von der Sinusbedingung (Bestimmung der Schnittweite, bzw. Brennweite für verschiedene herausgeleitete Zonen) und andere optische Fehler bestimmt. Auch der Brechungskoeffizient kann berechnet werden, nachdem die Brennweite und die Krümmungsradien gemessen sind. Für die Bestimmung der Krümmungsradien soll dieser Apparat genauere Werte liefern als das Sphärometer.

CHR. v. HOFER.

uni Kanta Sur. Note on a departure from Fresnel's laws of reflection. J. Rev. (2) 21, 699—700, 1923, Nr. 6. Fällt Licht auf die Grenzfläche zweier Flüssigkeiten, deren Brechungszahl für eine bestimmte Wellenlänge gleich ist (Spaltfläche aus Steinsalz in einer Mischung von Schwefelkohlenstoff und Benzol, oder Glycerin und Terpentin), so wird noch ein merklicher Bruchteil der einfallenden Intensität reflektiert. Da eine Verunreinigung der Oberflächen unwahrscheinlich ist, so ist eine Abweichung des Brechungsindex in den Oberflächenschichten als Ursache der Abweichung von den Fresnelschen Reflexionsgesetzen anzunehmen.

H. R. SCHULZ.

Allo Straneo. La transformazione di Voigt-Lorentz nella fisica classica. Bei Rend. (5) 32 [1], 118—122, 1923, Nr. 3. [S. 1413.]

HOROVITZ.

T. Tyndall. Optical properties of some metallic sulfides. Phys. Rev. 1, 162—180, 1923, Nr. 2. Es sind gemessen worden: das spektrale Reflexionsvermögen für Sb_2O_3 , MoS_2 , PbS und FeS_2 , außerdem für die beiden ersten die Brechungszahlen und der Extinktionsindex. Für den Spektralbereich $420 \text{ m}\mu$ liegt das Reflexionsvermögen einer Spaltfläche von MoS_2 bei 20° Einfallswinkel zwischen 0,4 und 0,60. Bei 45° Einfallswinkel bleiben die Werte für MoS_2 dieselben, ändern sich aber etwas für Sb_2O_3 . Abkühlung auf -160° verschärft die Absorptionsbanden

und verschiebt sie nach dem Ultraviolett bei Molybdenit, während Stibnit keine Änderung erkennen läßt. Brechungsindex und Absorptionskonstante sind aus photometrischen Messungen berechnet worden. Für MoS_2 hat n einen Maximalwert von $620 \text{ m}\mu$ und Minima bei 695 und $655 \text{ m}\mu$. Für Sb_2O_3 haben die Brechungszahlen senkrechten Einfall an einer Spaltfläche Maximalwerte bei $510 \text{ m}\mu$ ($5,5$ und $4,8$), Extinktionskoeffizienten wachsen mit abnehmender Wellenlänge. Molybdenit zeigt keine wesentliche Änderung mit der Zeit, bei Stibnit sind nur frische Flächen benutzt.

H. R. SCH

Pierre Sève. Mesure de l'indice de réfraction de la blende. Rev. d'Optique 237—247, 1923, Nr. 6. Die Herstellung ebener polierter Flächen ist bei weichem Material äußerst schwierig; deshalb sind als Prismenflächen natürliche Spaltflächen benutzt worden. Die starke Brechung der Zinkblende erfordert aber die Beobachtung der Ablenkung in einem Medium von höherem Brechungsindex als Luft. Am besten geeignet ist Wasser, einerseits wegen der genau bekannten optischen Eigenschaften, andererseits wegen der hohen Wärmekapazität und der Möglichkeit guter Reinigung. Um den Einfluß der Form des Troges und der Trogwände auszuschalten, ist die Ablenkung nicht durch Drehung des Beobachtungsfernrohrs, sondern durch Einstellung eines kleinen in die Flüssigkeit eintauchenden Spiegels auf gleiche Ablenkung zu messen worden. Die gefundenen Werte sind, bezogen auf Luft und 19°C .

$\lambda \dots \dots \dots \text{ m}\mu$	404,7	435,8	491,6	546,1	589,3	670,8	768,1
$n \dots \dots \dots$	2,5464	2,4891	2,4260	2,3875	2,3664	2,3382	2,3164

H. R. SCH

Victor E. Shelford and Flody W. Gail. A Study of Light Penetration in Sea Water Made With the Kunz Photo-Electric Cell With Particular Reference to the Distribution of Plants. S.-A. Publ. Puget Sound Biol. Sta. 141—176, 1922, Nr. 65. Das Studium der Eindringungstiefe des Lichts, insbesondere des blauen Spektralteils, in Wasser ist von Wichtigkeit für die Größe und Bewegung der Meerestiere und -pflanzen (Davenport 1899). Zur Untersuchung dieser Frage wurden bisher folgende Hauptmethoden angewandt: 1. Secchis Scheibe. Man beobachtet das Verschwinden und Wiedersichtbarwerden einer weißen Scheibe in verschiedenen Wassertiefen. (Nedham und Lloyd 1916.) 2. Photochemische Methode, beruht auf der Schwärzung von lichtempfindlichem Papier, das durch ein Uhrwerk stetig in Abhängigkeit von der Belichtung ausgesetzt wird. Lichteindrücke wurden auf diese Weise bis zu 1500 m Tiefe erhalten. 3. Versenken einer Selenzelle, die durch ein Kabel mit einem Schiffsgalvanometer verbunden ist. Nachteile: Beeinflussung durch die wechselnde Wassertemperatur und die lichtelektrische Trägheit. 4. Pyrlimnometer: Man bringt die in das Wasser eindringende Energie durch eine Thermosäule, die abwechselnd Sonnenlicht unmittelbar bzw. nach Versenken in Wasser ausgesetzt wird. Der Energieverlust ist jedoch im Wasser klein und muß mit der Durchlässigkeitskurve der Wasserschichten kombiniert werden. — Die von den Verff. in Anwendung gebrachte photoelektrische Meßmethode ist von Temperatureinflüssen frei, gerade für blaues Licht besonders empfindlich und zur Verfolgung wechselnder Lichtintensitäten gut geeignet. Die von ihnen benutzten photoelektrischen Zellen besaßen Kaliumfüllung und waren von Kupfer für die zu erwartenden hohen hydrostatischen Drucke aus besonders schweren Metallen mit sehr kleinem Durchmesser gefertigt. Ihre Empfindlichkeit betrug deshalb nur die Hälfte der normalen Type. Besondere Schwierigkeiten bereitete die Stromzuführung zu den Zellen, insofern die Zuleitungen, um den Dunkelleffekt klein zu halten, die die Zellenspannung auch bei den wechselnden hohen Wasserdrücken vorzüglich isolieren mußten. Das hierzu verwendete Kabel von 120 m Länge war ein Doppelkabel mit m

cher Gummihülle, das bei den Versuchen in geringen Wassertiefen durch sorgfältig gezogene, mit Vaseline gefüllte Gummischläuche an die Zellenelektroden angehlossen wurde und mit der Zelle von einem kleinen Gasolinboot in das Wasser gebracht wurde. Bei größeren Wassertiefen war die Zelle in einem hölzernen mit klarem Vaseline gefüllten Kasten untergebracht, durch dessen Wand das Kabel sehr sorgfältig geführt war. Allein klares Vaseline erwies sich als sowohl hochisolierend, als auch ausgängt plastisch, um in alle Hohlräume zu dringen, dabei aber doch Luftblasen s Entweichen zu gestatten. Ein merklicher Dunkelstrom war bei der Zelle, die in der Thermometerbrückenschaltung gebraucht wurde, nicht vorhanden, so daß die Abtastung und der Galvanometernullpunkt stets durch Abdecken der Zelle geprüft werden konnte. Die Eichung der Zellen war in der Universität von Illinois für blaues Licht erfolgt und hatte für die Lichtstronkurve statt einer geraden Linie eine halb-logarithmische Kurve ergeben. Die Verff. haben mit dieser lichtelektrischen Anordnung die Lichtintensität im Seewasser und seine Durchlässigkeit an verschiedenen Tiefenpunkten für Tiefen bis zu 120 m bestimmt und ein sehr umfangreiches Zahlenmaterial gesammelt, wobei sie die aus verschiedener Sonnenhöhe und der Brechung im Wasser folgenden Korrekturen in Rechnung setzten, ferner den wechselnden Lichtverlust an der Oberfläche bei ruhiger und bewegter See durch Kombination einer in die eingetauchten Zelle mit einer in Luft befindlichen Zelle bestimmten. Die Autoren waren hierdurch in der Lage, den Einfluß rascher Änderungen in der Wasseroberfläche und der Atmosphäre, sowie die absorbierende Wirkung wechselnder Wassertrübungen durch Fremdstoffe zu ermitteln, und zwar unter Benutzung von Farbgläsern auch für verschiedene Farben. Die von ihnen gefundenen, in verschiedenen Punkten von Ignards Ergebnissen abweichenden Resultate sind folgende: 1. In klarem, ruhigem Wasser werden um die Mittagszeit etwa 25 Proz. des auffallenden Lichtes an der Wasseroberfläche zurückgehalten. 2. Weitere 25 Proz. werden im ersten Tiefenmeter absorbiert. 3. Nur 8 bis 10 Proz. der eingedrungenen kürzeren Wellenlängen erreichen Tiefen von 10 m. 4. Die Tiefenlage von schwimmenden Schichten wechselt zwischen der Oberfläche und 5 m Tiefe. 5. Ein Einfluß der Beschaffenheit der Meeresoberfläche auf die Tiefengrenze der im Meerwasser lebenden Organismen ist beobachtet worden. 6. Zwischen 5 und 25 m Tiefe liegt das Maximum für Photosynthese während des Tages im blauen Teil des Spektrums. 7. Die Braunalgenzone liegt mit wenigen Ausnahmen in Tiefen zwischen 8 und 20 m; in der Hauptmenge bei 10 m Tiefe, wo es nur noch 10 Proz. der kürzeren Wellenlängen und 1 Proz. der roten Wellenlängen gegenüber dem Sonnenlicht vorhanden sind. 8. Die Rotalgenzone reicht im wesentlichen von 10 bis 30 m Wassertiefe. Die meisten Rotalgen wurden zwischen 15 und 25 m gefunden, wo die kurzen Wellenlängen bis auf 10 bis 2 Proz. des vollen Sonnenlichts, die roten auf 1 bis 0,003 Proz. abgeschwächt sind. 9. Bei bewegter Wasseroberfläche sind die Algenzonen beträchtlich weniger ausgedehnt oder ganz verschwunden.

C. MÜLLER.

Syendra Ray. On Images obtained by means of a Semi-infinite Obstacle. Phil. Mag. (6) **46**, 79—80, 1923, Nr. 271, Juli. Ein Lichtbündel, das durch Anzahl paralleler Spalte gegangen ist, die als unabhängige Lichtquellen aufgefaßt werden können, erzeugt ein Bild der Spalte, wenn in den Strahlengang eine beugende Ebene eingeschaltet wird. Wirksam ist in diesem Falle nur das erste Beugungsimum.

H. R. SCHULZ.

William Lawrence Bragg. Die Beugung von X-Strahlen durch Kristalle. Vier-Vorlesung. Mit 2 Tfln. 12 S. Leipzig, Akademische Verlagsges. m. b. H., 1919.

SCHEEL.

Enos E. Witmer. A diffraction phenomenon observed in night photographs. Phys. Rev. (2) 21, 709—710, 1923, Nr. 6. Die Bilder von Lichtquellen sind häufig von einer ganzen Zahl von Lichtstrahlen umgeben, deren Entstehen durch die polygonale Form der Irisblende bedingt ist (vgl. auch die Arbeit von Becknell und Coulson, Phys. Rev. 20, 594 und 607, 1922; diese Ber. S. 194). H. R. SCHÜTT

Wilder D. Bancroft. Structural Colours in Feathers. Nature 112, 243, 1928, Nr. 2807. Während die Farben Schwarz, Rot, Orange, Gelb und Braun bei Federn durch Pigmente hervorgerufen werden, ist die blaue Färbung meist durch Zerstreuung an einem trüben Medium verursacht. Grün entsteht bei nicht irisierenden Federn durch Übereinanderlagerung der Wirkungen eines gelben Farbstoffs und einer Zerstreuung an kleinen eingeschlossenen Teilchen, wie durch Auslösen des Farbstoffes oder seine mechanische Beseitigung nachgewiesen werden kann. Schillerfarben (Schwanzfedern des Pfaues, Halsfedern bei Tauben) entstehen durch Interferenzwirkung an Schichten von etwa $0,5 \mu$ Dicke. Ein lebhaft gefärbtes Pigment kann durch organische Lösungsmittel nicht herausgezogen werden. H. R. SCHÜTT

Radu Vlădescu. Diffraction de la lumière par les cils. C. R. 176, 1247—1250, 1923, Nr. 18. Blickt man abends mit halbgeöffneten Lidern gegen eine mehr als ein Meter entfernte Lichtquelle, so zeigt sich ein helles, gegen die Ebene der Wimpern senkrechttes Lichtbündel, in dem man bei genauem Hinsehen abwechselnd hellen und dunkle, der Ebene der Wimpern parallele Streifen findet. Diese Streifen entstehen durch Beugung an den Rändern der Schuppen, welche die Oberfläche der Wimpern bilden. Unter Benutzung der Angaben von Kölliker über die Größe der Schuppen und ihre Abstände und unter Annahme von 4 mm Abstand zwischen Wimper und der als Schirm dienenden Hornhautoberfläche ergibt die Gitterform für die Wellenlänge des gebeugten Lichtes eine ins sichtbare Gebiet fallende Größe. Es handelt sich hiernach um eine entoptische Erscheinung, die nach außen verlegt wird. Köunten die notwendigen Messungen genau ausgeführt werden, so wäre in der natürlichen Beugungsgitter, welches die Wimpern bilden, ein bequemes Mittel für die Bestimmung von Wellenlängen gegeben. LEBOWSKI

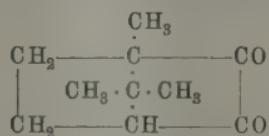
H. Schulz. Spannungsprobleme. Präzision 2, 169—171, 1923, Nr. 14. Man könnte geneigt sein, die Spannungsverteilung in beanspruchten Konstruktionsteilen durch Beobachtung der Veränderung der optischen Konstanten zu ermitteln. Da aber der Einfluß von Oberflächenschichten (Guss Haut) nicht vollkommen eliminiert werden kann und eine Messung der reflektierten Intensität nicht genügt, um die optischen Konstanten eindeutig zu bestimmen, ist die Beobachtung der Spannungsverteilung durchsichtigen Modellen vorzuziehen. Bei Benutzung von Celluloid muß neben der Eigenspannung noch die zeitliche Änderung der Doppelbrechung bei konstanter Belastung berücksichtigt werden, die bei stärkeren Kräften bis zu 10 Proz. des Anfangswertes betragen kann. H. R. SCHÜTT

D. H. Brauns. Optische draaing en atoomdimensie. Physica 3, 69—71, 1923, Nr. 3. Nach kurzer Erörterung der bisherigen Versuche, das optische Drehungsvermögen in organischen Substanzen mit anderen physikalischen Eigenschaften in Beziehung zu setzen, insbesondere mit dem Gewicht der asymmetrischen Gruppe (Guye, Tschugaeff), weist Verf. darauf hin, daß bei Untersuchungen der Halogenderivate, von Glucose, Cellose und Xylose, die Zunahme des molekularen sowie des spezifischen Drehungsvermögens bei Ersatz von F durch Cl viel größer sei als bei dem Ersatz von Cl durch Br und Br durch J, während die Atomgewicht

en F zu Cl viel weniger als von Cl zu Br und Br zu J zunehmen. Dagegen sei die Zunahme des spezifischen Drehungsvermögens dieser Verbindungen bei Ersatz F-Cl, -Br, Br-J der Zunahme der Ionenradien der Halogene proportional (Verf. verwendet die Werte von W. L. Bragg). Es sei bemerkenswert, daß diese Beziehung nicht für das molekulare, sondern für das spezifische Drehungsvermögen gelte.

K. HOROVITZ.

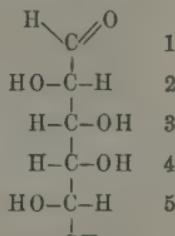
a Wedeneewa. Über Absorption und anomale Rotationsdispersion des Kampferchinons. Ann. d. Phys. (4) 72, 122—140, 1923, Nr. 18. Zur Erforschung des optischen Verhaltens absorbierender aktiver Verbindungen ist besonders Kampferchinon:



Eignet, da es zu den wenigen chemisch wohldefinierten Stoffen gehört, die eine starke Absorptionsbande im sichtbaren Spektrum aufweisen. Es wurde die Rotationsdispersion von Toluollösungen des Kampferchinons visuell und photographisch bestimmt, ferner Elliptizität und Absorption bestimmt. Die Resultate wurden vom Standpunkte der Drudeschen Theorie besprochen, wobei sich herausstellte, daß nur eine Übereinstimmung erzielbar ist, wenn man den Kampferchinon-Absorptionsstreifen aus einer Anzahl enger Streifen zusammengesetzt annimmt. Die Aktivitätskoeffizienten der elementaren Absorptionsstreifen können nicht sehr verschieden und müssen von der Größenordnung 10^{-8} sein.

KAUFFMANN.

W. Clark. The structure of fucose. Scient. Pap. Bur. of Stand. 18, 527—534, 1923, Nr. 459. Aus Fucose wurde Methyl-tetronsäure-lacton dargestellt und aus den optischen Eigenschaften auf die Lage der Hydroxylgruppe am Kohlenstoffatom 5 geschlossen. Studien über die Amide der Säylettetron- und der Fuconsäure, sowie über das Fuconsäure-lacton gaben Aufschlüsse über die Hydroxyle an den Kohlenstoffatomen 2, 3 und 4. Die Konfiguration der Fucose ist damit aufgeklärt und gemäß nebenstehender Formel anzunehmen. Beim Schreiben wurde die von Hudson aufgefundene Regel benutzt, daß, wenn der vom Lacton einer Zuckersäure gebildete Ring nach rechts zu schreiben ist, das Lacton rechtsdrehend ist. Analoges gilt für die Linksdrehung. Die rechtsdrehenden Amide der Zuckersäure haben das Hydroxyl am Kohlenstoffatom 2 rechts von der Kohlenstoffkette und die linksdrehenden links.



KAUFFMANN.

W. Gerlach. Materie, Elektrizität, Energie. Die Entwicklung der Physik in den letzten zehn Jahren. VIII und 195 S. Dresden und Leipzig, Verlag von Theodor Steinkopff, 1923 (Wiss. Forschungsber., Naturw. Reihe, herausgegeben von Raphael Ed. Liesegang, Band 7). [S. 1428.] SCHEEL.

W. Kirchberger. Atom- und Quantentheorie. I. Atomtheorie. Mit 14 Figuren im Text. IV und 49 S. II. Quantentheorie. Mit 11 Figuren im Text. IV und 52 S. Leipzig und Berlin, Verlag von B. G. Teubner, 1922 und 1923 (Math. und Phys. Bibl., herausgegeben von W. Lietzmann und A. Witting, Band 44 und 45. 1922/23.] SCHEEL.

G. Hettner. Anwendung der Radiometertheorie von E. Einstein auf Westphalschen Radiometermessungen. ZS. f. Phys. **16**, 345—352, 1923, Nr. 5/6. Die Westphalschen Versuche (diese Ber. **1**, 715, 1059, 1920; **2**, 649, 1921) mit Flügel- und Quarzfadenradiometern hatten ergeben, daß der Radiometerschlag R als Funktion des Druckes p bei allen untersuchten Gasen ein Maximum bei einem Druck p_0 besitzt und daß die „Radiometerfunktion“, die R/R_0 durch $x = \ln p/p_0$ ausdrückt, symmetrisch in bezug auf ihr Maximum und für verschiedene Gase und Radiometerkonstruktionen nahezu dieselbe ist. In der vorliegenden Mitteilung wird die inzwischen erschienene Radiometertheorie von E. Einstein (diese Ber. S. 614) auf diese Versuche angewandt. Hierzu ist zunächst Kenntnis des vom Radiometerflügel oder -faden ausgehenden Wärmestroms erforderlich. Dieser läßt sich als Funktion der auffallenden Strahlung und der Wärmeleitfähigkeit des Gases näherungsweise berechnen. Letztere muß als Funktion des Druckes angesetzt werden, da bei den niedrigeren benutzten Drucken die freie Wellenlänge der Gasmoleküle mit den Flügel- bzw. Fadendimensionen vergleichbar wird. Es ergibt sich für die Radiometerfunktion

$$\frac{R}{R_0} = \frac{2(1+c)}{\frac{p}{p_0} + \frac{p_0}{p} + 2c} = \frac{c+1}{c + \frac{C}{\pi} \ln x},$$

wo c eine vom Gas und der Radiometerkonstruktion abhängige Konstante bedeutet. Die Formel ist in guter Übereinstimmung mit den Westphalschen Messungen, sowohl beim Flügel-, wie beim Quarzfadenradiometer. Insbesondere gibt sie das merkwürdige Ergebnis der Versuche, die Symmetrie der Radiometerfunktion, wieder. HETTN

William Arthur Bone, Dudley Maurice Newitt and Donald T. A. Townend. Gaseous Combustion at High Pressures. Part III. — The Energy Absorbing Function and Activation of Nitrogen in the Combustion of Carbon Monoxide. Proc. Roy. Soc. London (A) **103**, 205—232, 1923, Nr. 714 [S. 1504.] JAK

M. Kahanowicz. Das Emissionsvermögen einiger Metalle und Oxyde. Atti Accad. Naz. Lincei Rend. (5) **30** [2', 132—137, 1921. Es zeigt sich bei Oxyden, daß die Form $E = kT^n$, wo E = Gesamtemissionsvermögen und T die absolute Temperatur nicht anwendbar ist, da sich in einem größeren Temperaturgebiet keine bestimmten Exponenten n und keine Konstante k finden lassen, die der Gleichung genügen.]

Verfasserin hat gefunden, daß für Oxyde eine Beziehung der Form $E = \frac{CT^4}{e^{\frac{C}{T}} - 1}$ gilt, welche scheinbar zwei Konstanten hat, die sich aber tatsächlich auf eine reduzierte Konstante C für die untersuchten Oxyde, nämlich Eisenoxyd, Nickeloxyd, Kupferoxyd und grau platinierter Platin, dieselbe Größe hatte, nämlich im Mittel etwa $1,35 \cdot 10^{-10}$. Die Konstante c hatte Wert von 385—603 im untersuchten Temperaturgebiet von 500 bis 1400° C. Für Metalle findet die Verf. in einem begrenzten Temperaturgebiet die Formel $E = kT^n$ bestätigt. — Die Versuche wurden so ausgeführt, daß das Versuchsstück in einem Ofen erhitzt wurde, und daß die vom Ofen direkt kommende Strahlung durch Herausblenden beseitigt wurde. Die Strahlung, die aus kleinen planen Blechen bestehenden Metallstücke wurde mittels einer Flußlinse auf ein Thermoelement (nach Art des Feryschen Pyrometers) geworfen und diese Weise die Gesamtstrahlung gemessen. Die Verf. erwähnt, daß die Fehler, von der Strahlung der Ofenwände herrühren, die durch die Versuchsstücke reflektiert werden, sich ganz auf die Konstante c werfen, und daß man also solche Fehler sehr hätte dadurch entdecken müssen, daß c nicht konstant war. PRB

W. Nicholson. The Quantum Theory and Isotopes. Phil. Mag. (6) **45**, 801
317, 1923, Nr. 269. Verschiedenartige Punkte aus der Quantentheorie der Spektren
des Atombaus sollen näher behandelt werden als bisher geschehen ist. I. Da-
pendelbahnen von seiten der Quantenbedingungen stets zulässig seien und nur
gen der Rücksicht auf Kernzusammenstöße ausgeschlossen würden, alle quantenhaft
rässigen Bahnen aber dieselbe Reihe von Energiewerten ergäben, und Pendelbahnen
onders einfach, also auch besonders leicht analytisch zugänglich sein müßten, bringt
erste Abschnitt eine Behandlung der Pendelbahnen, zunächst mit, dann ohne Rück-
at auf relativistische Massenänderung durchgeführt. Als allgemeine Ergebnisse der
teren Rechnung sieht der Verf. an: 1. Ein Elektron, das den Kern durchsetzt, tut
s mit Lichtgeschwindigkeit und gelangt jenseits bis zu einem Abstand, der gegen
Dimensionen seiner übrigen Bahn klein ist. 2. Die Aufgabe kann so behandelt
rden, als werde das Elektron am Kern selbst aufgehalten. Dies ergibt beträchtliche
einfachungen, und man verliere nichts als die Feinstruktur, die als Punkt bezeichnet
d, der für die Aufklärung des Baus verwickelterer Atome oder von Molekülen
ingere Bedeutung besitze. (Auf das Sommerfeldsche Ergebnis — Spiralbahnen —
d nirgends Bezug genommen.) Die Rechnung ohne Massenveränderlichkeit wird
n unter der Voraussetzung 2. durchgeführt und der einfache Balmerterm erhalten
genscheinlich handelt es sich um den Grenzfall aller Keplerellipsen, in dem die
in zwar noch „außen“ um die Brennpunkte geht, indes in ein doppeltes Durch-
ten von deren Verbindungsgeraden ausgeartet ist, Ref.). II. Kernstruktur. Das
nszsche „invertierte Bohrsche Modell“ für ein gedachtes H-Isotop aus zwei H-Kernen
einem Elektron ergibt als Spektrum, wenn die azimutalen Quantenzahlen der
en Kerne von n_2 auf n_1 gehen: $\nu = \frac{9}{16} \cdot \frac{M}{m} \cdot 109\,720 \left(\frac{1}{n_1^2} - \frac{1}{n_2^2} \right)$, was in die Größen-
nung der Röntgenfrequenzen fällt. III. Spektren von Isotopen. Nachdem die
inheit der Wellenlängenunterschiede hervorgehoben ist, die allein durch Massen-
erschiede und Kernmitbewegung entstehen, wird als Beispiel für die Wirkung einer
gedehnten Struktur des Kerns das oben angeführte gedachte H-Isotop behandelt,
em das Feld in der Ebene der Kernrotation in genäherter Rechnung behandelt
d. Der Wellenlängenunterschied wird klein gegen die Mitbewegungswirkung.
Verwickeltere Kerne. Durch Behandlung eines He-Kernmodells mit rotierenden
Kernen gewinnt der Verf. die Ansicht, daß die Korrektion wegen ausgedehnter
Struktur mit wachsender Ordnungszahl zunehme, worin ein Argument gegen
reinen Wasserstoffaufbau der Kerne liege. Die Überlegungen sollen fortgesetzt
den.

KOSSEL.

Richard Buchwald. Das Korrespondenzprinzip. IV u. 127 S. Braunschweig,
tag von Friedr. Vieweg & Sohn Akt.-Ges., 1923. (Sammlung Vieweg, Heft 67.)
414.]

SCHEEL.

Hertz. Über die Anregung von Spektrallinien durch Elektronenstoß.
Naturwissensch. **11**, 778—779, 1923, Nr. 37. Nach der Bohrschen Atomtheorie muß
Anregungsspannung für eine Spektrallinie gleich der Arbeit sein, die erforderlich
um das Atom aus seinem Normalzustand in den höheren der beiden stationären
zände zu bringen, zwischen denen der mit der Emission dieser Spektrallinie ver-
lene Übergang stattfindet. Während dies Verhalten für die Resonanzlinien seit
erer Zeit experimentell nachgewiesen ist, haben verschiedene Beobachter geglaubt,
ihren Versuchen den Schluß ziehen zu müssen, daß alle höheren Serienlinien erst
halb der Ionisierungsspannung auftreten. Verf. teilt die Ergebnisse von Versuchen
aus denen hervorgeht, daß auch die höheren Serienlinien das nach Bohr zu

erwartende Verhalten zeigen. Von den Versuchsbedingungen werden als wesentliche bezeichnet geringe Stromstärke zur Vermeidung von Raumladung, derartige geometrische Anordnung, daß das Eintreten einer selbständigen Entladung auch oberhalb der Ionisierungsspannung verhindert wird, und Benutzung einer Elektronenquelle, der die Potentialdifferenzen zwischen verschiedenen Punkten nicht größer als 0,1 Volt waren. Das plötzliche Auftreten der verschiedenen Linien bei bestimmten Anregungsspannungen ist bisher bei He, Na, Hg, Zn und Tl nachgewiesen worden. Immer gelingt es z. B., ein Spektrum zu erhalten, in dem nur die Linien 7066, 6678, 5850, 5016, 3889 mit großer Intensität vorhanden sind, während die Linien 5048, 4713, 4441, 4221, 3964 erst bei Erhöhung der Elektronengeschwindigkeit sukzessive in einer Reihe auftreten, die den aus den Serientermen berechneten Anregungsspannungen entspricht. Bei Ne kann die Gruppe der roten Linien ohne die normalerweise vorhandene stärkere gelbe Linie, deren Anregungsspannung 0,4 Volt höher ist, erhalten werden. Bei Hg werden mit 8-Volt-Elektronen im Sichtbaren nur das Triplet 5461, 4358, 4144 und die Linie 4077 beobachtet. Zn verhält sich analog. Bei Tl ergab eine von mir durchgeführte Messung der Anregungsspannung für die grüne Linie 3,5 Volt, ein weiterer Beweis, daß bei Tl der $2p_3$ -Zustand der Normalzustand ist.

MINKOWSKI

C. Ramsauer und F. Wolf. Leuchtdauer der Spektrallinien im erlöschenden Bogen. Ann. d. Phys. (4) **66**, 373—395, 1921, Nr. 22. Das Nachleuchten von Spektrallinien beim Verlöschen eines metalldampfhaltigen Lichtbogens wird untersucht. Der Lichtbogen wird durch einen rotierenden Unterbrecher in rascher, regelmäßiger Weise abgeschaltet. Das Nachleuchten wird durch Kurzschluß gelöscht und sein Spektrum dicht nach dem Löschen durch die Schlitze einer mit dem Unterbrecher rotierenden Scheibe mit dem Auge beobachtet, teils in einem Spektroskop mit Spalt, teils in Lenards spaltlosem Objektivspektroskop. Untersucht sind am eingehendsten die Alkalimetalle, daneben Mg, Ca, Sr, Ba, Cu, Ag, Al, Hg. Innerhalb des einzelnen Spektrums haben die Linien der Hauptserie die größte Nachleuchtdauer, dann folgt die erste, dann die zweite Nebenserie. Die Reihenfolge, in der die Linien erscheinen, stimmt also mit der in der Bezeichnung der Serien ausgedrückten Reihenfolge überein, ebenso auch mit der Reihenfolge, in der Lenard, Kramsztyk und Hoernle an der räumlichen Verteilung der Emission im Lichtbogen mit dem Objektivspektroskop beobachteten. Innerhalb der einzelnen Serien nimmt die Nachleuchtdauer mit wachsender Laufzahl ab. Bei den Hauptserien, vermutlich auch bei den Nebenserien, nimmt die Nachleuchtdauer für entsprechende Linien der verschiedenen Alkalimetalle mit dem Atomgewicht zu; dies stimmt zu der Tatsache, daß auch die „Emissivität“ dieser Metallatome mit dem Atomgewicht zunimmt. Zur Deutung wird lediglich die Temperatur herangezogen, durch deren Verteilung vor allem Hoernle die räumliche Verteilung der Emission im Bogen gedeutet hat. Diejenige Emission, die nach Auffassung der Verff. die höchste Temperatur erfordert, von den untersuchten Linien die zweite Nebenserie, erscheint einerseits nach Lenard am weitesten im Innern, sie zeigt andererseits nach diesen Beobachtungen die kürzeste Nachleuchtdauer. — An den D -Linien wird der Auslöschanfang eingehender verfolgt.

OLDENBECK

A. N. Terenin. The Normal Orbit of the Electron in the Atom of Mercury. Journ. Russ. Phys.-chem. Ges. **50**, 51—56, 1922, Nr. 1/3. Trans. Opt. Inst. Petrograd **2**, Nr. 11, 1923, 6 S. Problem und Ergebnisse sind bereits nach der Voranzeige referiert (diese Ber. S. 391). Dearle (Proc. Roy. Soc. **92**, 608, 1916; kurzes Referat in den Fortschr. **72** [2], 282, 1918) hatte mit Steinsalzprisma und Thermosäule in 6 cm dicke Schicht von Hg-Dampf von 140 bis 160° C. sieben Absorptionsbanden zwischen 1000 und 20000 Å.-E. gefunden; sehr starke Absorption wurde bei den Frequenzen $2P - 3D$

140 Å.-E.) und $2P - 2s$ (12000 Å.-E.) erhalten; sie bestand noch bei 200°C ,
in einer sehr geringen Dampfdichte. Verf. schlug daher in einer früheren Ver-
öffentlichung (Trans. Phys. meeting 4—7, II, Petersb. 1919, B. I reports § 48) vor,
neben $1S$ auch $2P$ als normale Bahn in einem Teil der Atome des Hg-Dampfes
gehandelt sei. Franck und Hertz weisen (Phys. ZS. 20, 132, 1919) darauf hin,
so niedrige Anregungs- und Ionisierungsspannungen nie beobachtet worden
sind (zu $2p$ gehören 3,7 Volt), es könnte bei Dearle Voranregung durch 1850
Volt gelegen haben. Verf. hält dies nicht für möglich, da der Nernstbrenner diese
Wellenlänge nicht mehr gebe und obendrein die Quarzwand sie verschluckt habe-
re. Pavlov habe beobachtet, daß mit Elektronengeschwindigkeiten über 22 Volt
Energieverluste um 2,5 und 3,5 Volt neben den bekannten (4,9, 6,7, 10,5) auftreten
(ll. Russ. Ac. Sc. S. 1931, 1918). Dearle berichtet ferner (Nature 102, 477, 1919),
mit Stoßspannungen bis zu 5 Volt herab als Resonanzlinie auftrete, was
der einen Normalzustand $2P$ voraussetzt. Eine Betrachtung McLennans (Phys.
10, 81, 1918) wird abgelehnt. — Zu photographischer Nachprüfung der Dearle-
nen Absorptionsbeobachtung verwendet Verf., da Dieyanin hier nicht mehr sensibili-
ert, und für die Phosphoreszenzmethode kein geeignetes Phosphor vorhanden war,
gutem Erfolg die Aufklärung einer durch sichtbares Licht verschleierten Platte,
mit sich eine Wellenlänge von 11300 erreichen ließ. Näheres über dies durch
gegeben von Millochau (C. R. 142, 1047, 1906; 143, 108, 1906; 144, 725, 1907) an-
gelegte Verfahren wird in Aussicht gestellt. Der Hg-Dampf wird in einer Hartglaskugel
mit 10 cm Durchmesser (Hg-Tropfen, $1\frac{1}{2}$ Stunden bei 185° mit Gaede-Ölpumpe evakuiert;
bezogen) bei Zimmertemperatur, 200° und 360° verwendet. Die Platten wurden in
der Farbstofflösung (nähere Angabe fehlt) gebadet, wenige Sekunden einer elektrischen
Lampe exponiert, dann im Spektrographen belichtet. Ein Lichtfilter absorbiert
Sichtbare bis zu 6000 Å.-E., die nächsten hierauf folgenden Wellenlängen schwärzen
sich, die längeren ergeben ein positives Bild. Die Emission einer Quarz-Hg-Lampe
ist sehr kräftig 10140, schwächer 11280, zwischen ihnen einige noch schwächere
Linien, die vermutlich mit den von McLennan und Dearle (Phil. Mag. 30, 633,
Beibl. 40, 11, 1916; Fortschr. 71 [2], 329, 1915) beobachteten identisch sind. In
der Absorption des weißen Lichts einer Kohlenbogenlampe wird ein Absorptionsstreifen
im Chloroform bei 10660 ausgezeichnet wiedergegeben. Eine Absorption des Hg-
Dampfes bei 10140 ist indes auf keine Weise aufzufinden. (Von den Aufnahmen
der Gattung — die Versuche werden sowohl mit Hilger-Prismen- als mit Steinheil-
gitter-Spektrograph durchgeführt — sind sehr klare Reproduktionen wieder-
gegeben.) Wenn also $2P$ demnach nicht als Bahn eines Normalzustandes angesehen
werden kann, so sollen doch Versuche angestellt werden, bei denen gleichzeitig mit
der Beleuchtung wird, um zuzusehen, ob $2P$ sich dann, etwa vermöge besonders
großer Lebensdauer, geltend macht.

KOSSEL.

J. Mohler and A. E. Ruark. Stages in the excitation of the thallium spectrum. Phys. Rev. (2) 21, 718, 1923, Nr. 6. Elektronenstoßuntersuchungen in Verbindung mit spektroskopischer Beobachtung ergeben Resultate, die mit den erschenen Anschauungen über die Konfiguration der drei Valenzelektronen des Thalliums im Einklang stehen. Dem Normalzustand des äußersten Elektrons entspricht der Term $2p_2$ mit einer Energie von 6,1 Volt. Der Übergang von $2p_2$ nach $2p_1$ gibt unelastische Stoße ohne Strahlungsanregung bei 1,0 Volt. Bei 3,3 und 4,5 Volt ist das erste Glied der scharfen und diffusen Nebenserien angeregt. Bei 12 Volt scheint ein neues Linienspektrum, das der Entfernung eines der beiden festen Valenzelektronen zugeschrieben wird.

MINKOWSKI.

C. C. Kiess and Harriet K. Kiess. Regularities in the arc spectrum of titanium. Journ. Washington Acad. 13, 270—275, 1923, Nr. 13. Im Spektrum von Titans wurden von den Verf. bisher 10 Liniengruppen festgestellt, die teils nach der von Popow, Götze und Loreuser bei den Erdalkalien gefundenen „schüsselförmigen Triplets“ aus 6 oder 7 Linien, teils analog den Catalanschen Manganmultiplets aus 11 und 13 Linien bestehen. Als Beispiel für den Bau eines solchen Multipletts sei die Gruppe bei $\lambda = 45.0 \text{ Å}$ -E. angegeben. Die Zahlen deuten Wellenlängen in Å-E. Zwischen 2 Linien ist ihre Schwingungszahlendifferenz in Klammern beigeschrieben:

	4512,73 (100,30)	4533,25
	(107,73)	(107,68)
4518,02 (81,80)	4534,78 (100,20)	4555,49
(85,70)	(85,56)	
4522,80 (62,32)	4535,58 (81,66)	4552,45
(63,97)	(63,69)	
4527,31 (41,91)	4535,92	4548,77
(42,30)	(42,52)	
4536,00 (42,13)	4544,69.	

Für die Multipletts sind die Schwingungszahlendifferenzen 42,0, 62,3, 81,7 und 100, für die Triplets 170,1 und 216,7 charakteristisch. Die Mehrzahl der so eingeordneten Linien gehören den Kingschen Temperaturklassen I und II an. Insgesamt sind damit 10 Proz. der Linien des Ti-Bogenspektrums eingeordnet.

F. M. Walters, Jr. Regularities in the arc spectrum of iron. Journ. Washington Acad. 13, 243—252, 1923, Nr. 12. Die Terme komplizierterer Spektren sind dadurch ausgezeichnet, daß sie gesetzmäßige Aufspaltungen zeigen. Die Kombination solcher vielfacher Terme führt zu sogenannten Multiplett-Gruppen von Spektrallinien, die die gleichen Frequenzdifferenzen mehrfach aufweisen. Die Aufstellung solcher Multipletts ist wichtig für die Ordnung der Spektren. Der Verf. hat im Eisenspektrum vorläufig 212 stärkere Linien in 20 solcher Multipletts angeordnet. Zusammengehörige Linien sind auch dadurch ausgezeichnet, daß sie in die gleiche Temperaturklasse gehören und teilweise gleichartigen Zeeman-Effekt zeigen. Zur Aufstellung der 20 Multipletts sind 12 verschiedene Terme nötig.

P. A. Ross. Change in wave-length by scattering. Proc. Nat. Acad. Amer. 9, 246—248, 1923, Nr. 7. Die Arbeit berichtet über eine Nachprüfung der von A. Compton entdeckten Erscheinung, daß Röntgenstrahlen, welche unter einem Winkel gestreut werden, hierbei eine Vergrößerung der Wellenlänge erfahren von einem Betrage, der nach der Theorie durch $\lambda' = 0,0484 \cdot \sin^2 \theta/2$ gegeben, mithin unabhängig von der primären Wellenlänge ist. Verf. untersucht deshalb die Erscheinung für zwei stark verschiedene Wellenlängen, nämlich 1. für die grüne Hg-Linie ($\lambda = 5461 \text{ Å}$) unter Benutzung eines Lummer-Gehrcke-Interferometers von der Auflösungskraft 360 000. Die Streuung geschieht unter $\theta = 180^\circ$ an Paraffin, außerdem sind Versuche mit mehrfachen Reflexionen unter nahe 180° zwischen versilberten Glasplatten angestellt. Resultat: keine Änderung der Wellenlänge gegenüber der direkten Strahlung. 2. für die Mo- K -Strahlung (α_1 und α_2 mit $\lambda = 0,7078$ bzw. $0,7121 \text{ Å}$). Das Liniendublett wird photographisch aufgenommen, die Reflexion erfolgt am feststehenden Kalkspatkristall. Der Spektrometerspalt ist so eng, daß das Dublett deutlich getrennt erscheint. Die Aufnahmen wurden so gemacht, daß zunächst in einem besonderen Entladungsrohr das Spektrum der direkten Strahlung photographiert

ann durch kleine Drehung das Spektrometer in den Gang der Strahlung eines kleinen Rohres gebracht wurde, welche zuvor unter $\vartheta = 90^\circ$ an Paraffin zerstreut wurde. Der Betrieb der Röhren erfolgte bei 42 kV Scheitelspannung, 60 Perioden und die gestreute Strahlung) 25 bis 30 Milliamp. Entladungsstrom mit 60 bis 100 Minuten Belichtungszeit. — Eine wiedergegebene Aufnahme zeigt deutlich eine Wellenlängenänderung von rund 0,025 Å, daneben aber (wesentlich schwächer) auch gestreuten Strahl die ungeänderte Wellenlänge. Verf. weist darauf hin, daß letzterer und im Zusammenhang mit dem negativen Ergebnis bei $\lambda = 5461$ stehen möchte, sieht eine mögliche Erklärung darin, daß einige Elektronen fest an den Atomkern gebunden seien. Er hebt weiter hervor, daß in der gestreuten Strahlung die Banden sehr unscharf sind (im Gegensatz zum direkten Bild ist hier von einer Auflösung des Doublets α_1, α_2 keine Rede) und hofft, hieraus Aufschluß über die Bindungsenergie des streuenden Elektrons erhalten zu können. — Weitere Versuche mit anderen streuenden Substanzen bei verschiedenen Winkeln und Wellenlängen werden in Aussicht gestellt. Die Winkelabhängigkeit soll nach einer kurz angedeuteten Methode untersucht werden, welche von der selektiven Absorption in einem Yttrium-Kalzium-Gebrauch macht.

KULENKAMPFF.

W. Auwers. Spektrochemische Notizen. Chem. Ber. **56**, 1672—1682, 1923, 7. [S. 1440.] KÄUFFMANN.

W. Auwers. Spectre d'absorption ultraviolet du glyoxal. C. R. **176**, 1547—1548, Nr. 22. Glyoxal $\text{HC}=\text{CH}_2$ zeigt in Hexanlösung ein ultraviolettes Absorptions-



spektrum, das sich in drei Regionen teilt. In der ersten zwischen $\lambda = 4613$ bis 3935 Å . treten folgende 17 schmale Banden auf. ϵ bedeutet den molekularen Extinktionskoeffizienten.

	$1/\lambda$	ϵ	λ	$1/\lambda$	ϵ	λ	$1/\lambda$	ϵ
3	21 678 cm $^{-1}$	3,5	3935	25 413 cm $^{-1}$	1,3	3359	29 771 cm $^{-1}$	1,22
3	22 306	2,8	3863	25 887	1,2	3301	30 294	1,3
0	23 195	2,4	3768	26 539	1,0	3187	30 377	1,5
0	23 881	1,8	3670	27 248	1,0	3154	31 706	1,6
0	24 420	1,7	3542	28 233	1,1	3119	32 062	1,8
3	24 919	1,4	3487	28 678	1,15			

3 Banden lassen sich in vier Serien äquidistanter Banden zerlegen, deren mittleres Abstand $\Delta 1/\lambda = 1480 \text{ cm}^{-1}$ beträgt. Die zweite Region liegt im mittleren Ultraviolett zwischen $\lambda = 3935$ und 3359 Å . Hier treten folgende 17 schmale Banden auf. ϵ bedeutet den molekularen Extinktionskoeffizienten. Der Aldehyd besitzt in derselben Region ebenfalls eine breite Bande, nur daß ϵ hier sehr groß ist, nämlich 6,2. Im äußeren Ultraviolettrum findet sich eine weitere breite Bande, für deren Maximum ungefähr $\lambda = 1950$ und $\epsilon = 35$ ist. KÄUFFMANN.

W. Auwers. Spectre d'absorption ultraviolet du diacétyle. C. R. **1548—1550**, 1923, Nr. 22. Das Absorptionsspektrum von in Hexan gelöstem Diacetyl $\text{CH}_3\text{C}(\text{CH}_3)_2\text{CH}_3$ besteht in einer ersten Region zwischen 4512 und 4054 Å. Es sind hier schmale Banden. Dieselben sind weniger gut voneinander getrennt als

jene, welche das Glyoxal in der gleichen Region aufweist. (Vgl. vorangegangener Referat.) Die Lage der Banden und die molekularen Absorptionskoeffizienten sind:

λ	$1/\lambda$	ϵ	λ	$1/\lambda$	ϵ
4512	22 163 cm ⁻¹	20,5	4041	23 579 cm ⁻¹	19,5
4380	22 831	18,75	4954	24 667	15

Im mittleren Ultraviolet, bei $\lambda = 2800$, tritt eine Bande auf, die mit der des Acetophenons in der gleichen Region vergleichbar ist. Für das Maximum ist beim Diacetophenon ϵ gleich 13,6, beim Aceton = 15,8. Im äußeren Ultraviolet steigt die Absorptionskurve mehr und mehr an; wahrscheinlich existiert hier eine Bande, welche der bei $\lambda = 1950$ gelegenen des Glyoxals entspricht. Beim Vergleich des Diacetyls mit dem Glyoxal findet man, daß der Eintritt des Methyls die schmalen Banden der ersten Region verbreitert und die Werte von ϵ auf über das Drei- bis Vierfache erhöht. Die Lage der Banden ist dieselbe.

KAUFFMANN

F. W. Klingstedt. Spectre d'absorption ultraviolet de la paraquinone. (Compt. rend. 1923, 176, 1550—1552, Nr. 22.) Das Absorptionsspektrum von in Hexan gelöstem

Parachinon $\text{O}=\text{C}(\text{CH}=\text{CH}_2)_2\text{C}=\text{O}$ besteht im sichtbaren Gebiet vom Grün zum Violett aus 14 schmalen Banden, die sich in folgende drei Serien anordnen lassen:

Serie I			Serie II			Serie III		
λ	$1/\lambda$	ϵ	λ	$1/\lambda$	ϵ	λ	$1/\lambda$	
5388	18 560 cm ⁻¹	1,4	5258	19 019 cm ⁻¹	1,5	4424	22 604 cm ⁻¹	11
4805	20 812	15	5000	20 000	12	4202	23 798	9
4577	21 848	19,6	4734	21 124	9			
4350	22 988	16,8	4495	22 247	14,5			
4135	24 184	12,6	4262	23 463	13,5			
			4055	24 661	9,5			
			3906	25 602	7,2			

Aus diesen Serien lassen sich äquidistante Banden mit dem mittleren Abstand von 1180 cm^{-1} herauslesen. Diese schmalen Banden liegen in derselben Region wie die des Glyoxal und Diacetyl. Im mittleren Ultraviolet zeigt das Parachinon bei $\lambda = 2410$ eine breite Bande mit $\epsilon = 350$, welche die gleiche Lage einnimmt und die gleiche Form hat wie die des Benzaldehyds und des Acetophenons. Im äußeren Ultraviolet bei $\lambda = 2410$ tritt eine sehr starke Bande mit $\epsilon = 2000$ auf, die sich bei den entsprechenden Verbindungen mit zwei oder drei Äthylenbindungen vorfindet.

KAUFFMANN

Alexander Killen Macbeth and Norah Irene Maxwell. The Quantitative Absorption of Light by Simple Inorganic Substances. Part II. Chloride of Arsenic, Antimony, and Bismuth. Journ. Chem. Soc. 370—375, 1923, Nr. 724. Verff. haben Extinktionskoeffizienten spektrophotometrisch bestimmt und zunächst am Beispiel einer alkoholischen Azobenzollösung geprüft, daß nach der von ihnen angewandten Untersuchungsmethode große Konzentrationsunterschiede (von $N/500$ bis $N/80000$) ohne Einfluß auf diesen Koeffizienten sind.

le kein Verdünnungseffekt und die Gültigkeit des Beerschen Gesetzes beobachtet. In eigentlichen Untersuchung wurden salzaure Lösungen der Trichloride von Arsen, Kupfer und Wismut unterworfen. Sie absorbieren im Ultraviolet, die beiden ersten allgemein, die dritte selektiv. Der molekulare Extinktionskoeffizient steigt mit dem Atomgewicht der drei Elemente.

KAUFFMANN.

J. Purvis. The absorption of the ultra-violet rays by phosphorus and some of its compounds. Proc. Cambridge. Phil. Soc. 21, 566—567, 1923.
J. Triphenylphosphin $P(C_6H_5)_3$ zeigt in sehr verdünnten Lösungen eine schwache schwache Bande und starke allgemeine Absorption. Das Zentrum der Bande liegt bei $\lambda 2630$. Der Dampf zeigt bei 140° und 740 mm eine sehr schwache Bande bei $\lambda 2500$ und 2300 . Phosphordampf gibt keine Bande, dagegen allgemeine Absorption, die bei einer Schichtlänge von 100 mm und einer Temperatur von 150° fahr bei $\lambda 2500$ einsetzt und mit steigender Temperatur sich nach längeren ausstreckt. Phosphin, PH_3 , zeigt ebenfalls keine Bande und Undurchlässigkeit von etwa 0° ab. Auch Phosphortrichlorid liefert keine Banden; in der 100-mm-Röhre werden 50° die Strahlen bis $\lambda 2130$ durchgelassen. Weder im Phosphor noch in seinem Chlorid oder Chlorid haben die Elektronen des Elements genügende Freiheit, spezifische Wirkungen in der ultravioletten Region hervorzurufen. Im Triphenylphosphin ist die Wirkung auf die Benzolkerne zurückzuführen.

KAUFFMANN.

F. Borschun und C. Roll. Absorptionsspektren des Pyrrols und seiner Derivate. (Zweite Mitteilung.) Einfluß der Methylgruppen auf die Absorptionsspektren des Pyrrols und seiner Derivate. Bull. Soc. Chim. de France 3, 55—67, 1923. Untersucht wurden die Spektren der Ester folgender Verbindungen: 2,5-Dimethyl-, 2,3,5-Trimethyl-, 1,2,5-Trimethyl- und 1,2,3,5-Tetramethyl-pyrrol-4-carbonsäure, 2,5-Dimethyl- und 2,3,5-Trimethyl-1-amino-pyrrol-4-carbonsäure, 2,5-Dimethyl- und 1,2,5-Trimethylpyrrol-3,4-dicarbonsäure, 2,5-Dimethyl- und 2,3,5-Tetramethyl-1-ureidopyrrol-4-carbonsäure; 1,2,5-Trimethylpyrrol. Es ergab sich, daß die Verschiebung von CH_3 in 1(N) die Absorptionskurve nach kürzeren Wellen verschiebt; sind zwei Banden vorhanden, so fließen sie zu einer einzigen zusammen, die bei geringeren Schichtdicken absinkt. Bei Substitution von CH_3 in 3 findet Verlagerung nach Rot statt, während gleichzeitig eine Bande sinkt, die zweite steigt. CH_3 in 1 und 5 verschieben die Kurve nach Rot. 3 CH_3 in 1, 2 und 5 vermehren die Intensität der Absorption nur sehr wenig.

* RICHTER.

J. Gibson, H. J. Mc Nicholas, E. P. T. Tyndall, M. K. Frehafer and W. E. Lewison. The spectral transmissive properties of dyes: I. Seven per cent food dyes, in the visible, ultra-violet, and near infra-red. Scient. Bureau of Stand. 18, 121—184, 1922, Nr. 440. Zur Messung der optischen Durchlässigkeit wurden vier einander ergänzende Methoden angewandt; eine photographische im Bereich von 240 bis $500\text{ m}\mu$, eine photoelektrische für 380 bis $600\text{ m}\mu$; eine für 436 bis $710\text{ m}\mu$ und eine thermoelektrische für 600 bis $1360\text{ m}\mu$. Zur Bezeichnung der ermittelten Größen wird folgende Nomenklatur eingeführt. Transmittanz T einer Zelle und ihres Inhalts wird definiert als Verhältnis der durch die Zellenoberfläche gehenden Strahlungsintensität zu der durch die erste Oberfläche gehenden. Transmittance T des Zelleninhaltes wird definiert als das Verhältnis der durch die zweiten inneren Zellenoberfläche einfallenden Strahlungsintensität zu der durch die erste innere Oberfläche gehenden (Absorption $\equiv 1 - T$). Ferner: $[sol\ T]$ Transmission der die Lösung enthaltenden Zelle, $[sov\ T] \equiv$ Transmission derselben

das reine Lösungsmittel enthaltenden Zelle. $\left[\frac{\text{sol } T}{\text{sov } T} \right] \equiv \left[\frac{\text{sol } T}{\text{sov } T} \right] \equiv T \equiv \text{Transmissivität.}$ $t = \sqrt[b]{T}$ spezifische Transmissivität, $b = \text{Schichtdicke der Lösung, } c = \text{Zentration der gelösten Substanz, } k = -\log_{10} t = -\frac{1}{b} \log_{10} T = \text{spezifischer Transmissivitätsindex.}$ Die gereinigten untersuchten Farbstoffe waren: Naphthol Ponceau 3 R, Orange I, Amaranth, Erythrosin, Lichtgrün SF gelblich, Indigodisäure. Da sie alle gegen H-Ionen empfindlich sind, wurden sie zwecks sicherer Reduktion nicht in Wasser allein, sondern in solchem, das 0,01 Mol. Natriumacetat und 0,01 Mol. Essigsäure enthielt, gelöst. Durch zahlreiche Diagramme werden die Absorptionskurven, die lediglich zu analytischen Zwecken bestimmt wurden, wiedergegeben.

KAUFFMANN

J. Cabrera. Über die Grenzen der Absorption der K -Serie bei einigen Elementen. *Anal. soc. espanola Fis. Quim.* **21**, 245—252, 1923. Der Verf. rekapituliert kurz die Meßmethoden und stellt die Absorptionsgrenzen für die Elemente mit den Ordnungszahlen 55 bis 73 zusammen, wobei seine bei de Broglie mit Maury von Urbain ausgeführte Versuchsreihe die vollständigste ist und mit den wenigen systematischen Messungen früherer Autoren gut übereinstimmt. Die Coolidge-Röhre mit Wolframantikathode oder die Gasröhre mit Platinantikathode steht in einem wandigen Bleikasten, der einen dünnen Schlitz in der Höhe der Antikathode aufweist. Die zu untersuchende absorbierende Substanz bedeckt den Schlitz vollständig. Die Strahlen werden analysiert mittels eines langsam rotierenden Steinsalzkristalls, von dem die Strahlen der K -Serie von Pt und W als Bezugslinien benutzt werden. Um die Absorption von Hafnium zu messen, werden 3 mm dicke Platten von Zirkon von verschiedener Provenienz benutzt. Mit steigender Ordnungszahl entfernt sich der Moseley'sche Ausdruck $\sqrt{\frac{\nu}{R}}$ merklich von der einfachen linearen Beziehung $\sqrt{\frac{\nu}{R}} = Z -$ die für Elemente mit der Ordnungszahl $Z \leq 60$ gilt.

* W. A. F.

A. R. Olson, Elmer Dershem and H. H. Storch. X-ray absorption coefficient of carbon, hydrogen and oxygen. *Phys. Rev. (2)* **21**, 30—37, 1923, Nr. 1. Der Verf. messen an spektral zerlegter Röntgenstrahlung im Bereich $X = 0,24$ bis $0,98 \text{ Å}$ die Schwächungskoeffizienten von Wasser, Benzol, Xylol, Mesitylen, Heptan und C₆H₆ und finden, daß diese stets ein Gesetz von der Form $\mu = A + B \cdot \lambda^3$ befolgen. Bezogen auf die Masseneinheit der Elemente ergeben sich folgende Werte: $\mu_H = +0,28 \cdot \lambda^3$; $\mu_C = 0,18 + 1,01 \cdot \lambda^3$; $\mu_O = 0,16 + 2,785 \cdot \lambda^3$. Die Werte für C und O zeigen eine gute Übereinstimmung mit Ergebnissen, die von Hewlett an Graphit und flüssigem Sauerstoff direkt gemessen wurden, bestätigen die Gültigkeit des Additivitätsprinzips, wonach die Absorption eines Moleküls gleich der Summe der Absorptionen seiner Atome ist. Wasserstoff scheint für Wellenlängen unterhalb $0,65 \text{ Å}$ dem Gesetz nicht zu folgen. Vielmehr bleibt der Massenschwächungskoeffizient für $\lambda = 0,4 \text{ Å}$ nahezu konstant.

BEHN

M. de Broglie et A. Dauvillier. Sur un nouveau phénomène d'absorption observé dans le domaine des rayons X. *C. R.* **174**, 1546—1548, 1922, Nr. 1. Die Verf. haben schon früher über Beobachtungen von Absorptionslinien bei schwach ionisierenden Elementen berichtet (vgl. diese Ber. **2**, 1065 und 1168, 1921), die bei Aufnahmen der Absorptionsspektren gemacht wurden. Hier handelt es sich um helle Linien, die im L-Emissionsspektrum des Ba auftraten, ohne daß sich eine Absorptionsbande zeigte.

wallen jedoch der Wellenlänge nach mit den von Lindsay beobachteten Absorptionskanten des Ba $L_1 = 2356,0 \times 10^{-11}$ cm und $L_2 = 2199,0 \times 10^{-11}$ cm (2357,7 und 2199 nach Lindsay) zusammen. Eine bestimmte Erklärung für die Entstehung dieser Kanten geben die Verff. nicht.

BEHNKEN.

de Broglie. Sur la théorie de l'absorption des rayons X par la matière et le principe de correspondance. C. R. 173, 1456—1458, 1921, Nr. 26. Verff. schon früher (vgl. diese Ber. 2, 1151, 1921) für den atomaren Absorptionskoeffizienten für Röntgenstrahlen die Formel abgeleitet:

$$\mu_{at} = \frac{\alpha}{8 \pi k c} \cdot \lambda^3 \cdot \sum_p n_p \cdot E_p^2$$

Boltzmannsche Konstante, c = Lichtgeschwindigkeit, E_p = Energie der p ten Elektronschicht, n_p = Anzahl der Elektronen dieser Schicht). α war definiert durch Wahrscheinlichkeit A_{12} des Überganges eines Atoms aus dem angeregten Zustand der Energie ϵ_1 in den normalen mit der Energie ϵ_2 bei der Temperatur T , entsprechend dem hypothetischen Ansatz $A_{12} = \alpha(\epsilon_1 - \epsilon_2) \cdot T$. Mit Hilfe des Bohrschen Korrespondenzprinzips lässt sich α berechnen und somit die Theorie prüfen. Betrachtet N Atome bei der Temperatur T hinsichtlich relativ niedriger Frequenzen ν , so können die klassischen Strahlungsgesetze anzuwenden sind, so entspricht es dem Korrespondenzprinzip, für die Emission von ν an Stelle der Atome klassische Oszillatoren der Frequenz zu setzen, welche dann nach der klassischen Theorie in der Zeiteinheit N Energie $N \cdot \frac{8 \pi^2}{c^3} \cdot k \cdot \frac{e^2}{m} \nu^2 \cdot T$ aussenden würden. Nach der Quantentheorie ist die Energie $= N \cdot \alpha \cdot h^2 \cdot \nu^3 \cdot T$ entsprechend der oben gemachten Annahme. Durch Hinzusetzung beider Ausdrücke folgt:

$$\alpha = \frac{8 \pi^2}{c^3} \frac{e^2}{m} \cdot \frac{k}{h^2} \quad \text{und} \quad \mu_{at} = \frac{\pi}{c^4} \cdot \frac{e^2}{m} \sum_p n_p \cdot \nu_p^2 \cdot \lambda^3,$$

Für E_p gesetzt ist $h \cdot \nu_p$. Unterhalb der k -Bande wird dieser Ausdruck:

$$(\mu_{at})_K = \frac{\pi}{c^4} \frac{e^2}{m} \cdot \nu_K^2 \cdot \lambda^3 \left[n_K + n_L \left(\frac{\nu_L}{\nu_K} \right)^2 + n_M \left(\frac{\nu_M}{\nu_K} \right)^2 + \dots \right]$$

n_K kann $R \cdot N^2$ gesetzt werden.

$$\left[R = \frac{2 \pi^2 m e^4}{h^3} = \text{Rydbergfrequenz, } N = \text{Atomzahl.} \right]$$

Konstante des Gesetzes von Bragg-Pearce $\mu_{at} = A_K \cdot \lambda^3 \cdot N^4$ ergibt sich somit

$$A_K = \frac{\pi}{c^4} \cdot \frac{e^2}{m} \cdot R^2 \quad \left[n_K + n_L \left(\frac{\nu_L}{\nu_K} \right)^2 + \dots \right]$$

zahlenmäßig für $n_K = 2$, $n_L = 8$, $n_M = 18$ usw. $A_K = 2,32 \times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$, während die Messungen von Richtmyer (vgl. diese Ber. 2, 1242, 1921) den Wert $\times 10^{-2} \text{ cm}^{-1}$ ergeben. Eine genaue Kenntnis der Absorptionssprünge würde die Verteilung der Elektronen der L -Schicht auf die einzelnen Unterschichten L_1 , L_2 , L_3 ermöglichen. BEHNKEN.

Mie. Echte optische Resonanz bei Röntgenstrahlen. ZS. f. Phys. 15, 57, 1923, Nr. 1. Es ist streng zu unterscheiden zwischen optischer Resonanz und Resonanz. Der Unterschied besteht darin, daß bei der Resonanz erregende und erregte Schwingung kohärent sind und eine gesetzmäßige Phasendifferenz aufweisen,

bei der Fluoreszenz dagegen nicht. Theoretisch ist die Existenz von Resonanz bei Röntgenstrahlen vorauszusagen und müßte sich als selektive Reflexion zeigen. Verf. beobachtete solche selektive Reflexion an rotierenden Kristallen von Zinkblende, Bleiglanz und Wismut in Form von breiteren Streifen im Gegensatz zu den schmalen Linien der Fluoreszenzstrahlung. Die Verbreiterung betrug beim Bleiglanz (1,02, 0,98 Å, 0,84 Å) beiderseits etwa 3 Proz. Die Lage der Streifen entsprach den starken Linien der *L*-Serie. Verf. glaubt dieses Phänomen als gedämpfte Resonanz ansprechen zu müssen und stellt weitere Untersuchungen in Aussicht.

BEHN

Svein Rosseland. On the Theory of Ionization by Swiftly Moving Electrons and the Production of Characteristic X-Rays. Phil. Mag. (6) 45, 65-83, 1923, Nr. 265, Januar. [S. 1450.]

BEHN

A. Sommerfeld. Regularities in the screening constants of Röntgen spectra. Journ. Opt. Soc. 7, 503-508, 1923, Nr. 7. [S. 1415.]

KOH

L. W. Mc Keehan. X-rays crystallography: x-ray wavelengths, space-lattice dimensions and atomic masses. Science (N. S.) 56, 757-759, 1922, Nr. 1461. Mitteilung enthält eine Kritik der für die Röntgenstrahlenspektrometrie und Kristallometrie grundlegenden Zahlenwerte. Verf. geht aus von der Gitterkonstante des Calcits, für welche er aus der Loschmidt'schen Zahl, der Dichte, dem Achsenwinkel und dem Molekulargewicht als wahrscheinlich besten Wert $d_{\text{CaCO}_3} = 3,02855 \times 10^{-8}$ cm berechnet. Hieraus berechnet er die Gitterkonstante des Steinsalzes mit Hilfe des Siegbahn bestimmt Verhältnisses beider Größen $1,076417$ zu $d_{\text{NaCl}} = 2,81355 \times 10^{-8}$ cm. Unter Zugrundelegung dieser Werte bedarf die Siegbahn'sche Standardbestimmung von $K\alpha_1$ des Cu einer Korrektur. Verf. hält $\lambda = 15,7076 \times 10^{-11}$ cm für den best. Wert. Geht man aus von den anderweitig bestimmten Werten der Quantenkonstante und mißt nun zusammengehörige Werte von Spannungen und Grenzwellenlängen des kontinuierlichen Spektrums, so gelangt man innerhalb der Genauigkeitsgrenze, in welche h bekannt ist, zu dem gleichen Wert für d_{CaCO_3} , nämlich $d = 3,0303 \times 10^{-8}$ cm. Empfiehlt, bis auf weiteres mit folgenden Werten zu rechnen: $d_{\text{CaCO}_3} = 3,028 \times 10^{-8}$ cm, Anzahl der Moleküle im Mol $= 6,0594 \times 10^{23}$; K-Strahlung vom Mo: $\alpha_1 = 0,70783 \times 10^{-8}$ cm, $\alpha_2 = 0,71212 \times 10^{-8}$ cm.

BEHN

Glocker. Die Verwendung der Röntgenstrahlen zur quantitativen chemischen Analyse (nach Versuchen gemeinsam mit W. Frobnmayer). Fortsetzung auf d. Geb. d. Röntgenstr. 31, 90-92, 1923, Kongreßheft. Angabe eines neuen Verfahrens zur quantitativen chemischen Analyse durch Intensitätsmessungen im Absorptionsspektrum. Mitteilung der Zahlenwerte für die hierbei auftretende charakteristische Konstante für die Elemente $Z = 42$ bis $Z = 82$. Als Beispiel wird die Bestimmung des Bariumgehaltes einer Glassorte angeführt: es ergibt sich 5,3 Proz. während die chemische Analyse 5,8 Proz. liefert.

GLOCKER

Harry Schmidt. Zur Frage der korpuskularen Phosphoreszenz. Vorläufige Mitteilung. Wissensch. u. Ind. 1, 2-5, 1922. Zur Untersuchung der korpuskularen Phosphoreszenz (vgl. Volmer, ZS. f. Elektrochem. 18, 10-6, 1913) dient ein Apparatus dessen Abbildung und Beschreibung im Original nachzulesen ist. — Die Fähigkeit der korpuskularen Phosphoreszenz kommt sämtlichen Alkali- und Erdalkalihalogeniden. Durch Feuchtigkeitsgehalt wird der Effekt derart beeinflußt, daß die Intensität der Strahlung aufangs größer ist, aber schneller abklingt. Die Abklingungskurven erinnern an die phosphoreszierende Substanzen.

*J

Wolfgang Wegscheider. Über Chemilumineszenz. Rec. trav. chim. Pays-Bas. **42**, 587, 1923. Verf. nimmt zwei verschiedene Arten von Chemilumineszenz an. Bei Lumineszenz 1. Art wird ein Teil der bei der Reaktion frei werdenden Energie unmittelbar ausgestrahlt. Die Strahlung geht weder von den Anfangs- noch von den Produkten aus, sondern von einem Zwischenglied und braucht daher gar keinem bestimmten isolierbaren Körper zu entsprechen. Bei der Chemilumineszenz 2. Art wird ein Teil der bei der Reaktion frei werdenden Energie auf Moleküle übertragen, die nicht an der Reaktion beteiligt sind, so daß von ihnen Licht emittiert wird. Strahlung entspricht also einem ganz bestimmten chemischen Individuum. Nach Haber und Zisch (ZS. f. allg. Physiologie **9**, 302, 1921) wird diese Strahlung nicht durch die Reaktion bewirkt, sondern sie wird ebenso wie die Temperaturstrahlung durch Zusammenstöße der Moleküle hervorgerufen. Verf. erblickt einen Unterschied zwischen Chemilumineszenz 2. Art und Temperaturstrahlung darin, daß bei sich die Systeme nicht in vollkommener Unordnung befinden und daher das Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilungsgesetz und der Gleichverteilungssatz der Energie auf verschiedene Freiheitsgrade nicht erfüllt sind. Den Betrachtungen liegt die Annahme zugrunde, daß die Erregung des Leuchtens durch kinetische und durch thermische Energie gleich wahrscheinlich ist. Der Versuch von Haber und Zisch an mit verdünntem NC-Dampf in Cl wird nach diesen Auffassungen gedeutet. *JOSEPHY.

Leontyantsky und H. Zocher. Über das Wesen der Chemilumineszenz. ZS. f. Biochem. **29**, 308—312, 1923, Nr. 7 (13/14). Chemilumineszenz kann auf zweierlei Weisen von Ursachen zurückgeführt werden. Die durch die Reaktion entstehenden Energiebündeln können entweder, falls sie selbst Emissionsvermögen besitzen, direkt die Reaktion entstammende Energie in Form von Licht abgeben, oder aber sie übertragen diese auf andere emissionsfähige Moleküle, seien es Reaktionskomponenten, oder Fremdstoffe, die dadurch zum Leuchten gebracht werden. Als solche Fremdstoffe können, wenn man Silico-oxalsäure oder Oxydisilin sich oxydieren läßt, fluoreszierende Farbstoffe wie Rhodamine oder Isochinolinrot dienen. Die Farbstoffe können von den in Oxydation befindlichen Siliciumverbindungen, an welchen sie gebunden sind, die sie zum Leuchten befähigende Energie. KAUFFMANN.

Nat. Res. Council **5**, 1923, Nr. 5 (30). Selected topics in the field of luminescence. Chapter I, Ernest Merritt. Theories of luminescence, S. 5—27. Chapter II, C. D. Child. The fluorescence of gases, S. 28—42. Chapter III, Luminescence at high temperatures, S. 43—51. Chapter IV, Ernest Merritt. Luminescence and photoactivity, S. 52—60. Chapter V, Ernest Merritt. Fluorescence and chemical change, S. 61—65. Chapter VI, Ernest Merritt. Miscellaneous topics, S. 66—78. Chapter VII, J. A. Becker. Bibliography of luminescence, S. 79—126. Das Buch zählt in übersichtlicher Weise die einschlägige Literatur bis zur Gegenwart auf und bespricht die einzelnen Fragen klar, fesselnd und anschaulich. Im ersten Kapitel behandelt E. Merritt, nach Erklärung des Wiedemannschen Begriffs der Lumineszenz, der Reihe nach die Theorie von Lenard und die von Rutherford, die thermodynamischen Betrachtungen Kennards und die Entwicklungen von Tamm. Er geht ausführlich auf die photochemische Theorie Perrins ein, welche die Fluoreszenz als Folge einer photochemischen Zersetzung auffassen will, aber noch sehr unsicherer experimenteller Grundlage ruht. Eine ausgezeichnete Schilderung der Fluoreszenz der Gase gibt C. D. Child. Er erklärt die Erscheinung der Resonanzflamme und das Resonanzspektrum und führt das Verhalten der Dämpfe von Jod, Brom, Kalium, Rubidium, Quecksilber, Brom usw. vor. Er legt die daraus auf-

Grund des Bohrschen Modells entspringenden Anschauungen über die Träger fluoreszenzstrahlung dar, geht auf mögliche Beziehungen zwischen Ionisation. Fluoreszenz ein und beschäftigt sich mit der Frage, ob die Ausstrahlung von Ionisation oder der Wiedervereinigung herrührt. Die Frage ist wohl in letzter Sinne zu beantworten, obgleich die Beweise dafür noch nicht völlig sicher sind. Weiteren werden Polarisation der Fluoreszenzstrahlung, zerstreute und regelmäßige Reflexion, Fluoreszenz im magnetischen Feld und Nachleuchten in Gasen behandelt. E. L. Nichols stellt die Erfahrungen über die Lumineszenz bei hohen Temperaturen zusammen und beschreibt sie an Hand von Metalloxyden und -sulfiden. Weitere Artikel entstammen der Feder von E. Merritt und nehmen Stellung zu noch genügend geklärten Fragen wie: Lumineszenz und Photoaktivität, Fluoreszenz und chemische Veränderung, polarisierte Fluoreszenz, die Zentren der Lumineszenz, Erdalkiphosphore, Einfluß des Drucks auf dieselben, Borsäuréphosphore, Wirkung des Lichts auf die Dielektrizitätskonstante der Sidotblende, Leitvermögen beleuchteter phosphoreszierender Materialien. Den Schluß bildet eine von J. A. Becker verfaßte vollständige Literaturlaufzählung, welche von 1906 bis 1922 reicht und sich auf 120 Abhandlungen auch auf Bücher erstreckt.

KAUFFMANN

H. P. Waran. Luminous Pulsations in the Glow of Phosphorus. Phil. Mag. (6) 45, 1132—1139, 1923, Nr. 270. Tritt eine geringe Menge Sauerstoff zu Phosphor in Kontakt, so entsteht ein Gas, das in einem Apparate, der sich in evakuierten Apparaten befindet, so kann man im Zeitabstand von mehreren Sekunden sich wiederholende leuchtende Blitze beobachten. Nach dem Zünden der Gasblase zeigt sich ein anfängliches Leuchten, das rasch abfällt und dann von der Dunkelheit weicht. Hierauf setzen die Blitze mit gradweise abnehmender Periodenlänge und gehen in ein schwaches Glühen über, das allmählich verschwindet. — Die genaue Erscheinung ist so zu erklären, daß beim ersten Sauerstoffandrang der Phosphor verbraucht wird und dabei das anfängliche Leuchten ergibt. In dem Maße wie Phosphor als feine Haut die Gefäßwand bedeckt, aufs neue verdampft und jeweils eine kritische Verbindungsverhältnis erreicht, stellt sich das blitzartige Aufleuchten ein. Die Sauerstoffmenge nimmt dabei ab, und da infolgedessen die zur Erreichung eines kritischen Verbindungsverhältnisses erforderliche Phosphormenge in immer kürzer werdender Zeit verdampft, vermindert sich die Periode der Blitze.

KAUFFMANN

Erich Tiede und Henriette Tomaschek. Röntgenanalyse lumineszierender, besonders flammenerregbaren Borsticke. ZS. f. Elektrochem. 29, 304, 1923, Nr. 7 (13/14). Borsticke zeigt außer der Lumineszenzerregung durch Flammen auch Kathodofluoreszenz mit übereinstimmender spektraler Lage der Emission. Ultraviolettes Licht erregt Phosphoreszenz von merklicher Dauer. Die Lumineszenzfähigkeit des Borsticke hängt ab vom Herstellungsverfahren des Präparates. Borsticke aus Borchlorid und Ammoniak, sowie solcher aus Borsäure und Karmesin ist, wenn man ihn nach den Originalvorschriften herstellt, nicht erregbar. Dagegen ist das nach Wöhlers Vorschrift aus Borax mit Ammoniumchlorid gewonnene Präparat immer lumineszenzfähig. Nach dem zweiten Verfahren lassen sich flammenerregbare Produkte bereiten, wenn man mit einem Überschuß von Borsäure arbeitet, die dann ohne Beeinträchtigung des einmal erlangten Lumineszenzvermögens durch anhaltendes Auswaschen wieder entfernt werden kann. Bei der Röntgenanalyse verschiedenster Präparate zeigen alle lumineszenzfähigen ausnahmslos starke Interferenzlinien, also kristalline Struktur. Damit ist der fördernde Einfluß des Borsäurezusatzes beim zweiten Verfahren aufgeklärt, und zwar dahin, daß die Borsäure als heilendes Kristallisierungsmittel den Übergang des Borsticke in eine dauernde

alline Form bewirkt. Sie läßt sich durch andere, als Kristallmedien bekannte ersetzen, so durch Natriumchlorid, Natriumphosphat oder auch Natriumsulfat, die alle imstande sind, beim Zusammenschmelzen mit inaktivem Borstickestoff zu aktivieren.

KAUFFMANN.

Tiede und Arthur Schleede. Röntgenographische Strukturuntersuchungen an lumineszenzfähigem Calciumwolframat. ZS. f. Elektrochem. 1923, 104—306, 1923, Nr. 7 (13/14). [S. 1443.]

KAUFFMANN.

James Hamilton McVicker, Joseph Kenneth Marsh and Alfred Walter Stewart. α -luminescence spectra. Part I. The form of apparatus and the spectrum of benzene. Journ. Chem. Soc. 123, 642—654, 1923, Nr. 725. Ausgehend von Kauffmanns Untersuchungen über die Teslalumineszenz organischer Verbindungen haben die Verff. begonnen, die auftretenden Emissionsspektren photographisch zu nehmen. Die den Teslaströmen auszusetzenden Dämpfe strichen der Länge nach eine weite wagerechte Glasröhre, welche vorn neben dem Auslaßrohr ein Quarzrohr trug, durch das die erregten Strahlen austreten und zum Spektrographen gelangen konnten. Das hintere Ende war mit einem Stopfen verschlossen, durch den das Einlaßrohr ging und die in ein Glasrohr eingeschlossene Quecksilberode hereingesteckt war. Diese, die so lang war wie die äußere weite Glasröhre, befand sich in deren Achse, diente als innere Elektrode, während als äußere eine in die Röhre gewickelte Metallfolie benutzt wurde. Die ganze Zelle wurde in einen Stahlmantel gebracht, der vom Dampf einer konstant siedenden Flüssigkeit flossen war und eine Regulierung der Temperatur der Zelle ermöglichte. Er die Metallfolie war geerdet, ebenso das eine Ende des Teslatransformators, dessen Ende mit der Quecksilberelektrode verbunden wurde. — Unter gewöhnlichem zeigt Anilindampf das von Kauffmann beobachtete Leuchten: das Spektrum besteht aus einer kontinuierlichen Bande, die ungefähr zwischen den Schwingungszahlen 3.33 und 2500 liegt und bei etwa 3076 am hellsten ist. Benzoldampf gibt eine grüne Lumineszenz, die sich aber als aus winzigen grünen Funken bestehend und nicht die wahre Benzollumineszenz darstellt. Diese trat auf, als der Dampf auf 65 mm reduziert wurde. Sie liegt im Ultravioletten, und ihre photographische Aufnahme liefert ein Spektrum von einigermaßen überraschender Regelmäßigkeit. Das Lumineszenzspektrum besteht aus einer Anzahl feiner Banden, welche sich in Gruppen einteilen lassen. Die Verff. unterscheiden zwischen primären und sekundären Banden und verstehen unter den ersten starke und unter den letzten leichten, die die ersten begleiten. In der nachstehenden Tabelle sind die sekundären Banden nur mit zwei Ziffern eingeschrieben. Alle Banden links von der vollen Zahl sind gut definiert, während die rechts von der punktierten Linie außerordentlich schwach sind. Zwischen den in der Tabelle aufgeführten Schwingungszahlen bestehen sich regelmäßige Beziehungen geltend. Die Differenzen zwischen den Zahlen von einer Gruppe zu der anderen folgender Gruppen betragen in allen wagerechten Reihen durchschnittlich 10 Einheiten. Die Schwingungszahlen selbst befolgen die allgemeine Beziehung:

$$\nu = 98,712 n - 98,712 m/6,$$

die Werte 33, 34, 35, ... und m die Werte 0, 1, 2, 3, 4, ... hat. Die primären Banden gehorchen der Formel: $\nu = 16,452 l$, wo l eine ganze Zahl der Reihe 194, 196, ... bis 228 ist. Für die sekundären Banden gilt: $\nu = 16,452 l - 11$. Um die Teslalumineszenz mit der Fluoreszenz vergleichen zu können, nehmen die Verff. Kauffmann und Beisswenger (Chem. Ber. 36, 2494, 1903) an, daß die

		Schwingungszahlen $1/\lambda$					
		Gruppe F	Gruppe E	Gruppe D	Gruppe C	Gruppe B	Gruppe A
Hell	1.	3752	3652	3554	3454	3357	3258
	2.	41	42	42	45	—	—
	3.	3736	3636	3537	3438	3339	3239
	4.	25	25	28	28	—	—
	5.	3717	3618	3521	3422	3322	3222
	6.	08	11	12	11	—	—
Schwächer	1.	3703	3602	3504	3405	3308	3208
	2.	93	92	98	—	—	—
	3.	3686	3586	3488	3390	3294	3194
	4.	76	—	—	—	—	—
	5.	3765	3666	3570	3471	3376	3279
	6.	—	—	—	—	—	—

↓
Abnehmende Intensität
Alles jenseits dieser wird
absorbiert

Emissionsbande mit der Natur des Lösungsmittels seine Lage verschiebt. Sie statieren bei der Teslalumineszenz und bei der Fluoreszenz alkoholischer Be lösungen das Auftreten der gleichen Banden, nur daß in letzterem Falle die Schwingungszahlen um 19 Einheiten kleiner sind. Teslalumineszenz und Fluoreszenz haben einen gemeinsamen Faktor in ihrem Ursprung haben; erstere ist aber umfassender, indem sie Teile des Spektrums herausbringt, welche von gewöhnlichem Licht leicht erregt werden. Ein Vergleich des Teslaluminesenzspektrums mit dem Hartley untersuchten Absorptionsspektrum des Benzoldampfes führt zur Schlußfolgerung, daß beide Spektren innerhalb der Versuchsfehler identisch sind. Teslaluminesenzspektrum des Benzoldampfes stellt also augenscheinlich das umgekehrte Absorptionsspektrum dar, gerade so wie die Fraunhofer'sche dunkle Natriumlinie eine Umkehrung der leuchtenden *D*-Linie darstellt. Dies ist der erste Fall eines organischen Verbindung bekannter Konstitution, wo die Ausführung des Fraunhofer'schen Effektes möglich wurde. — Werden die oben gegebenen Formeln auf Ultrarot ausgedehnt, so erhält man auch dort bekannte Absorptionslinien. — Regelmäßigkeiten, welche das Emissionsspektrum des Benzols zeigt, sprechen dafür, daß die Teslalumineszenz und die Fluoreszenz auf von Zersetzung hervorgerufenen Vorgängen beruhen.

KAUFFMANN

William Hamilton McVicker and Joseph Kenneth Marsh. Tesla-luminescence Spectra. Part II. The Effect of Varying Temperature and Pressure on the Benzene Spectrum. Journ. Chem. Soc. **123**, 817—820, 1923, Nr. 726. Die Erniedrigung des Druckes von 65 auf 1,6 mm änderte sich das in der vorangegangenen Arbeit beschriebene Teslaluminesenzspektrum des Benzoldampfes. Es traten am hellwirksamen Ende zwei weitere Serien von Banden, *G* und *H*, hinzu, die aber sehr schwächer und nicht so scharf sind und deren Intensität nicht so regelmäßig ist. Die Kopfe an abfällt. Die Bandenkopfe von *F*, *G* und *H* haben die Wellenlängen 2602 und 2541 Å.-E., und ihre Schwingungszahlen unterscheiden sich um 92 Einheiten. Diejenigen Banden in den Serien *G* und *H*, welche scharf sind, entsprechen den Banden *III* und *IV* in den Banden *A*, *B* und *C* bezeichnet hat. Das Teslaluminesenzspektrum des Benzols ist bei einem Druck von 22 cm weniger intensiv und weniger definiert als bei 6,5 cm; auch machen sich Anzeichen von Zersetzung und vom Kohlenstoff

	λ	ν	ν		Nach Henri
ale H	2541	3935	3933,7	Bande C	Serie II
	2553	3917	3917,5	" C	" II
	*2590—6	3852—63	—	—	—
ale G	2602	3843	3841,5	Bande B	Serie II
	09	33	34,7	" B	" IV
	2613	3827	3825,4	" B	" II
	21	16	18,2	" B	" IV
	2625	3810	3808,9	" B	" II
	*2631—6	3794—01	—	—	—
	*2642—7	3779—85	—	—	—
	2657	3764	—	—	—
	2662	3756	—	—	—
ale F	2667	3749	3749,4	Bande B	Serie II

*Breit und undeutlich.

erum bemerkbar. Bei 1,6 mm sind die Banden scharf, aber wegen der ver-
erten Substanzmenge von verminderter Intensität. Der Einfluß hohen Druckes
ferner auch dahin, das Spektrum am kurzweligen Ende zu beschneiden.
Temperaturerhöhung wirkt in gleichem Sinne wie Druckerhöhung. Die Form des
trums erinnert an die von R. W. Wood studierten Fluoreszenzspektren des
ium- und Joddampfes.

KAUFFMANN.

William Hamilton McVicker and Joseph Kenneth Marsh. The Fluorescence Spectrum of Benzene Vapour. Journ. Chem. Soc. 123, 820—822, 1923, Nr. 726. Verff. gelang es erstmals, Benzoldampf zur Fluoreszenz zu erregen. Sie arbeiteten in einem Druck von wenigen Zentimetern Quecksilber und bestrahlten mit einem Funken oder -bogen. Das Spektrum wurde auf dieselbe Platte neben einem Lumineszenzspektrum aufgenommen, mit dem es, obwohl in der Intensität Unterschiede auftraten, in der Struktur übereinstimmte. Die nachstehenden Zahlen bezeichnen Wellenlängen.

Gruppe G	Gruppe F	Gruppe E	Gruppe D	Gruppe C	Gruppe B
—	2667	2739	2815	2895	2980
—	74	47	25	03	2995
—	2678	2751	2828	2909	—
—	85	57	36	17	—
—	2691	2765	2841	2923	—
—	97	70	48	2937	—
—	2702	2777	2855	2950	—
—	2714	2789	2867	2963	—
2657	2729	2802	2880	—	—

Gruppe F korrespondiert in der Lage mit einer Serie von Absorptionsbanden, die Hartley beobachtet hat. Zwischen Teslalumineszenz und Fluoreszenz herrscht eine Ähnlichkeit.

KAUFFMANN.

Georges A. Dima. Beitrag zum Studium der photoelektrischen Wirkung an Metallverbindungen. Bulet. Societăt de Științe din Cluj 1, 321—324, Die Ergebnisse über Versuche an verschiedenen Oxyden, Dioxyden und Sesquioxiden sind in einer Tabelle zusammengestellt. Die schwer reduzierbaren Oxyde des Ca und Zn haben einen kleineren Effekt als die leicht reduzierbaren von Pb, Cu und Ag. Die Ergebnisse laufen parallel mit denen Rohdes [Ann. d. Phys. (4) 19, 935, 1906]. An Sulfiden. Analog den Beobachtungen Rohdes wächst der photoelektrische Effekt beim PbO und ZnO mit dem Druck bis zu einem Maximum. Die Farbe wird beim PbO rötlich, beim ZnO gelblich. Wenn der Druck eine gewisse Grenze überschreitet, findet eine Modifikation der Struktur statt, verbunden mit einer Verminderung des photoelektrischen Effekts. Die Einführung eines Hydroxyls vermindert ihn sehr. Bei den Halogeniden wächst der Effekt mit dem Atomgewicht des Halogens mit, nimmt beim Cd, wo er abnimmt. Das steht im Einklang mit der Anomalie der Leitfähigkeit. Bei den reinen Metallen spielt wahrscheinlich das absorbierte Gas eine Hauptrolle beim photoelektrischen Effekt.

Heinz Grüss. Über die Anwendung des photochemischen Äquivalenzgesetzes auf verdünnte Lösungen. ZS. f. Elektrochem. 29, 144—150, 1923, Nr. 4 (1923). Noddack hatte gefunden (vgl. diese Ber. 2, 278, 1291, 1921), daß die Bromausbeute in der Lichtreaktion Chlor + Trichlortbrommethan = Brom + Tetrachlorkohlenstoff in unverdünntem System dem Einsteinschen Gesetz entspricht, dagegen abnimmt, wenn man das System mit Tetrachlorkohlenstoff verdünnt. Der Verf. fand nun bei Versuchen mit Siliciumtetrachlorid als Verdünnungsmittel eine mit der Verdünnung steigende Ausbeute. Dieses unerwartete Resultat ließ sich darauf zurückführen, daß sich über die Reaktion zwischen Trichlortbrommethan und Chlor eine zweite lage, bei welcher der in dem Lösungsmittel gelöste Luftsauerstoff mit dem Trichlortbrommethan unter Bildung von Phosgen reagiert. Diese Reaktion wird durch Phosgen sensibilisiert. Wurde sie durch Verwendung von Licht, das durch Brom wenig absorbiert wird und Verfolgen der Reaktion zwischen Chlor und Trichlortbrommethan nur bis zu kleiner Bromkonzentration ausgeschaltet, so entsprach die Ausbeute letzten Endes dem Einsteinschen Gesetz. Es kann nun gezeigt werden, daß in besonders gereinigtem Tetrachlorkohlenstoff die Ausbeute ebenfalls von der Verdünnung unabhängig wird. Es wurde auch die durch Brom sensibilisierte Bildung von Phosgen näher untersucht, auch sie gehorcht dem Einsteinschen Gesetz.

v. HALS

C. A. Schleussner. Ein neuer Belichtungsmesser für Röntgenaufnahmen. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 31, 97—100, 1923, Kongreßheft. [S. 1466.] GLOD

Theodore Lyman. Photographic Plates for the Extreme Ultra-Violet. Nature 112, 202, 1923, Nr. 2806. Verf. hat Versuche über die Eignung des Daguerreotyp-Verfahrens für Spektralaufnahmen im äußersten Ultraviolett angestellt und die gelegentlich Aufnahmen erhalten, die bis zur Wellenlänge 584 Å.-E. gehen. In diesem Gebiete findet er die Platten in diesem Gebiete launisch. Dagegen wird das Verfahren von Duclaux und Jeantet (diese Ber. S. 836), das die Fluoreszenz einer dünnen, gewöhnlichen Gelatinetrockenplatte aufgebrachten Ölschicht benutzt, als besonders vorteilhaft empfohlen.

P. P. K.

R. Ulbricht. Zur Beurteilung von Kugel und Würfel für räumliche Längsmessung. ZS. f. Beleuchtungsw. 28, 43—45, 1922, Nr. 7/8. Veranlaßt durch öffentliche Veröffentlichungen von W. E. Sumpner in London 1910 und H. Buckley, Gen. Elec.

1920, S. 59 gibt der Verf. eine theoretische Untersuchung der Meßgenauigkeiten, die beim Ersatz der Kugel durch einen Würfel entstehen. Die Ecken eines Kugel umbeschriebenen Würfels können als Ausbuchtungen gegenüber der Kugel - wie Flächen geringeren Rückstrahlungsvermögens ($1 - a$) behandelt werden. Es wird gezeigt, daß sich das Verhältnis der a innerhalb der erlaubten Grenzen aus gleichen Formel berechnen läßt, die für zwei Kugelflächen mit gleichen Schnitt-durchmessern gilt. — So berechnet ändert sich a z. B. für ein kleinstes $a = 0,15$ den Berührungsflächen des Würfels bis zu den Ecken von 0,15 bis 0,48. Es wird gezeigt, daß die Beleuchtung des Meßfensters bei örtlicher Beleuchtung verschiedener Würfelflächen sich stark ändert, und zwar für $a = 0,1$ von 0 bis 1,87, und $a = 0,2$ von 0 bis 0,74. Die Abhängigkeit von a bringt es außerdem mit sich, daß Änderungen von a , die nicht zu vermeiden sind, nicht nur die absoluten Werte der Meßfensterbeleuchtungen, herrührend von der Bestrahlung zweier verschiedener Würfelflächen sich ändern, sondern auch die gegenseitigen Verhältnisse. Es wird, die also bei Messung einseitig strahlender Lampen im Würfel gemacht werden, vergrößern sich mit der Zeit. Der Würfel kann daher brauchbare Resultate nur erzielen, wenn Eichlampe und Meßlampe gleiche Strahlungsverteilung und gleiche Beleuchtung zum Würfel haben. Günstiger werden die Verhältnisse, wenn die Würfelflächen abgestumpft werden und so ein 14-Flächner entsteht. Der größte Wert von a an den Ecken geht dadurch von 0,48 auf 0,32 zurück bei einem Minimalwert von 0,15. Lampen von stark einseitiger Strahlung sind jedoch auch hier auszuschalten. Es wird es als bedenklich angesehen, ein Meßmittel, daß eher noch vervollständigt werden sollte, unzuverlässiger auszugestalten. HELMUTH SCHERING.

Halbertsma. Die Bedeutung der Ulbrichtschen Kugel für die Photo-technik und die Lichttechnik. ZS. f. Beleuchtungsw. 28, 56—59, 1922, Nr. 9/10. Es werden einige Verwendungsarten der Ulbrichtschen Kugel beschrieben, die über das eigentliche Verwendungsgebiet der Kugel, die Messung von Gesamtlichtströmen, hinausgehen. Es sind dies zunächst die Kugel mit großer Öffnung zur Messung von Lichtströmen, die von außen in die Kugel eindringen, z. B. Scheinwerferlichtkegel, die Einrichtungen zur Messung des Reflexionsvermögens oder Durchlassungsvermögens mittels der Kugel, schließlich das Kugelepiskop. Hieran schließt sich noch eine kurze Betrachtung über den Lichtstrom innerhalb der Kugel. Zum Schluß eine ausführliche Zusammenstellung der einschlägigen Literatur gegeben.

HELMUTH SCHERING.

Andrakek. Eine neue Anwendung der Teichmüllerschen Raumwinkelkugel. Elektrot. u. Maschinenb. 40, 269—273, 1922, Nr. 23. Verf. beschreibt eine Anwendung der Raumwinkelkugel zur Ermittlung der Beleuchtungswirkung großer Lichtquellen. Die Methode beruht auf der Überlegung, daß eine Fläche mit der Flächenhelle e in einem Punkte P außerhalb dieser Fläche eine Beleuchtung $e \cdot \omega_p$ hervorbringt, wenn man unter ω_p die rechtwinklige Projektion jenes Winkels auf die zu der leuchtenden Fläche parallele Ebene durch den Punkt P sieht, der seinen Scheitel in P hat und die leuchtende Fläche umspannt. Soll die Beleuchtungsstärke in einem Punkte P durch ein von einer beliebigen gegebenen Linie begrenztes Stück einer gleichmäßig beleuchteten Decke gefunden werden, so stellt man die Raumwinkelkugel mit ihrem Mittelpunkte in P so auf, daß die Achse mit dem Nadir normal zu einem Modell der Deckenfläche gerichtet ist. Die Einschaltung des Lämpchens zeichnen sich die Dekaraumlinien der Kugel auf die Fläche ab, und es kann leicht die Anzahl der Dekaraumgrade, die auf den Kreis ω kommen, abgezählt werden. Aus einer beigefügten Tabelle können die

Werte der Projektionen entnommen werden. Es schließt sich an die Berechnung diffusen Beleuchtung durch eine leuchtende Decke mittels der Raumwinkelkugel die Ermittlung der mittleren Beleuchtung einer Innenraumbeleuchtungsanlage, der sowohl das direkte als auch das von der Decke zurückgestrahlte Licht genutzt wird.

HELMUTH SCHERRER

M. Lenouvel. Amélioration au rendement lumineux dans les appareils de projection fixe et animée utilisant les lampes à arcs ou à flammes. *Rev. d'Opt.* 1, 430—435, 1922, Nr. 10. Es werden einige Erörterungen angestellt über den Ort und die Art der Lichtquelle und die Wirkungsweise des Kondensors. Daraus folgen Vorschläge für die Anwendung auf Projektionsapparate und vor allen Dingen auf Kinematographen.

CHR. v. H.

Alfred R. Meyer. Die Bewertung und Auszeichnung der gebräuchlichen elektrischen Glühlampen. *Elektrot. u. Maschinenb.* 40, 445—450, 460—461, 1922, Nr. 38 u. 39. Nach einer historischen Einleitung, die die Entwicklung Glühlampen und die damit verbundene Veränderung der Lichtverteilungskurven handelt, werden die Gründe angeführt die zu einer Bewertung der Glühlampen nach HLM/Watt geführt haben. Durch eine solche Bewertung geht man erstens den Maßstäben der verschiedenen Lampenarten und zweitens den verschiedenen Verständnissen aus dem Wege, die durch die verschiedenen HK-Angaben (HK_{max}, HK₁, HK₀) entstehen können, und zweitens ist diese Bewertung, da die Werte HLM/Watt mit der Wirtschaftlichkeit der Lampen steigen, sinngemäßer als eine Bewertung nach Watt/HK. Zum Schlusse wird die Berechtigung einer Staffelung der Lampen nach Watt nachgewiesen.

HELMUTH SCHERRER

A. Targonski. Die „Pointolite“-Lampe. *Kinotechnik* 4, 409—414, 1922, Nr. 10. Die Lampe ist eine Wolfram-Bogenlampe der Edison-Swan-Electric-Comp. Sie ist in ihrer kleineren Form so konstruiert, daß die Kathode zusammengesetzt ist aus einer mit Oxyd überzogenen Wolframspirale mit einem dickeren horizontalen Wolframdraht. Der Spirale gegenüber steht als Anode eine Wolframkugel. Der Strom wird zunächst durch die Kathode geschickt, wodurch die Spirale ins Glühen kommt und das Gas ionisiert. Nach Umschalten des Stromes durch Anode und Kathode bilden sich der Lichtbogen. Da der Halter der Anode aus zwei Metallstreifen verschiedener thermischer Ausdehnungen besteht, wandert das Wolframkugelchen während des Brennens an der Kathode entlang und steht schließlich dem dickeren Wolframdraht gegenüber. Die Heizstromstärke beträgt 7 Amp. Die Lampe wird in drei Ausführungen für 30 engl. Kerzen, 100 Kerzen und mit veränderlicher Flächenhelle als Pyrometerlampe gebaut. Der Wattverbrauch beträgt 0,75 bis 0,65 Watt/Kerze. Flächenhelle 1850 Kerzen/qcm. Eine größere Type ist mit drei Elektroden ausgerüstet. Zu den beiden beschriebenen kommt noch ein Wolframblättchen von einer 1 qcm Fläche hinzu. Die Lampe wird so in Betrieb gesetzt, daß zunächst wie beschrieben der Bogen sich zwischen der Spirale und der Kugel bildet. Darauf wird zum zweiten Mal umgeschaltet, so daß die Kugel jetzt Kathode und das Wolframblättchen Anode wird. Hierdurch werden größere Helligkeiten von 500 und 1000 engl. Kerzen erreicht, und Flächenhelle von 2400 Kerzen pro Quadratzentimeter. Eine Lampe von 4000 Kerzen soll bereits vorgeführt, eine von 10000 in Arbeit stehen. Der Preis einer 100-Kerzenlampe beträgt etwa 30 Schilling, einer 500-Kerzenlampe etwa 40 Schilling. Die Anwendung der Lampe in der Kinematographie kommt hauptsächlich in mittleren Apparaten in Betracht.

HELMUTH SCHERRER

Georg Abel. Quecksilberdampf-Aufnahmelampen und ihre Wirkung auf das menschliche Auge. *Kinotechnik* 4, 562—566, 1922, Nr. 15. Verf. steht

Grund langer Erfahrungen fest, daß eine Schädigung der Augen durch Quecksilberdampflampen, wenn sie in Glasröhren, insbesondere Bleiglasröhren brennen, stattfindet. Quecksilberdampflampen in Uviolglas oder Quarzröhren sollten wegen des großen Anteils an schädigenden Strahlen wegen nur zu medizinischen Zwecken verwandt werden.

HELMUTH SCHERING.

urgonski. Wirkungsgrad der zur Lichterzeugung im Kinoprojektor verbrauchten Energie. Kinotechnik 3, 613—646, 1921, Nr. 17. Es wird der ungünstigste Fall Wechselstrom mit Quecksilberdampf-Gleichrichter behandelt. Die Wirkungsgrade betragen im Gleichrichter 18 Proz., Umwandlung von Strom in Licht 10 Proz., Verlust im Lampenhaus 50 Proz., Verlust in den drei Kondensorlinsen 15 Proz., Verlust am Filmfenster 40 Proz., im Celluloid des Films 8 Proz., Projektiv 20 Proz., in der rotierenden Blende 50 Proz. Dies gibt einen elektrischen Wirkungsgrad von etwa 0,01 Proz., einen optischen Wirkungsgrad von 0,1 Proz. und einen Wirkungsgrad des Projektors von 0,2 Proz., oder eine verbleibende Energie von $\frac{1}{8}$ gesamte elektrische Energie = 100, von 8 gesamte Lichtemission 100, und von $\frac{1}{10}$ den Kondensor auf treffende Lichtmenge = 100. Der Wirkungsgrad kann vergrößert werden durch Vergrößerung des Öffnungswinkels des lichtsammelnden Systems, von Reflektoren, Reflektorlampen, und durch bessere Konstruktion der Blenden, etwa in der Form des Jüfax-Unterbrechers. Hierdurch könnte der elektrische Wirkungsgrad maximal auf 0,032, der optische auf 0,25 vergrößert werden.

HELMUTH SCHERING.

edding. Die Beleuchtung von Hör- und Zeichensälen. ZS. f. Beleuchtungsw. 28, 73—76, 1922, Nr. 11/12. Es werden die Meßresultate wiedergegeben, die auf 20 Säle der Technischen Hochschule in Charlottenburg erstrecken, in denen so ziemlich sämtliche Beleuchtungsarten, Bogenlampen und Halbwattlampen, direkt, halbindirektes und diffuses Licht, vertreten waren. Der Vorzug wird der direkten Beleuchtung mit Halbwattlampen gegeben. Zum Schluß wird ein Beleuchtungskörper der Wiskott-Lichtgesellschaft beschrieben, durch den das Verhältnis von direkt und indirekt ausgenutztem Lichtstrom durch Verschieben der Blenden sich ändern läßt.

HELMUTH SCHERING.

tridge. Physiological Limits to the Accuracy of Visual Observation Measurement. Phil. Mag. (6) 46, 49—79, 1923, Nr. 271. Juli. Der Einfluß des physiologischen Fehlers, der bei allen Messungen anzunehmen ist, ist bisher nur genauer untersucht worden. Es werden in der vorliegenden Arbeit bestimmt: 1. das Auflösungsvermögen für Gitter und Doppelsterne, 2. die Erkennbarkeit von Konturen unter verschiedenen Bedingungen, 3. die Koinzidenzmethoden, 4. Interferenzmethoden, 5. Kontaktmethoden, 6. Messungen von Tiefe und Entfernung und 7. die Unterscheidung von Helligkeiten und Farben. Für das Auflösungsvermögen bei Normalen wird $60''$ angenommen; an Stelle der Helmholtzschen Formel für die Vergrößerung ($V = 266 \times$ numerischer Apertur) wird vorgeschlagen $V = \text{num. Apertur} \times$ Apertur . Der Fehler des Auges für Koinzidenzmessungen ist kleiner als $1''$ nach Snellen, wobei bemerkt wird, daß die Einstellung unscharfer Linien (Absorptionslinien) mit derselben Genauigkeit bewerkstelligt wird wie die scharfer Linien. Als weitere Einflüsse bei der Koinzidenzbeobachtung kommen in Betracht a) die Strichlängen, b) die Fokussierung, c) die Farbe, d) die Intensität, e) die Sehschwelle, f) die Größe der Austrittspupillen. Die Fehler der Kontaktmethode (Fadenmikrometer) sind nicht hinreichend geklärt. Nach den Angaben von Bryan und Baker wird die Wahrnehmung von dunkleren Objekten überschätzt, diejenige von hellen Objekten unterschätzt, dagegen sind

nach der Nelsonschen Formel die Korrektionen nur von Wellenlänge und Ap abhängig und für alle Objekte von gleichem Vorzeichen. Die Größe der berechnete Korrektion ist nicht im Einklang mit den Ergebnissen der Aubertschen Vers. Bei den Messungen der Tiefe und der Entfernung spielt neben der Akkommodation auch die Tiefe des Auges eine erhebliche Rolle. Von den bei verschiedenen kometrischen und photometrischen Apparaten üblichen Formen von Vergleichsfehler sind physiologisch diejenigen mit größerer Zahl von Streifen als die besten zu zeichnen.

H. R. Sc...

F. W. Edridge-Green. Colour-Vision Theories in Relation to Colour-Blindness. Phil. Mag. (6) **44**, 916—920, 1922, Nr. 263. Verf., der ein Gegner der Helmholtz-Youngschen Theorie des Farbensehens ist (siehe a. Fortschr. d. Phys. **69**, 561—563, 1913 und diese Ber. **2**, 425, 1921), erörtert eine Reihe von Erscheinungen bei Farbenblindern, die er als unvereinbar mit dieser Theorie ansieht. 1. Auch bei Farbenblindern hat manchmal das Maximum der Helligkeitskurve denselben Wert wie bei normalen. 2. Es gibt Leute mit anormaler Weißgleichung, die nach verschiedenen anderen Methoden untersucht, nicht farbenblind zu sein scheinen (bei einem derartigen Fall waren nach Rot-Ermüdung die Werte in der Weißgleichung wie für einen normalen verändert). 3. Viele Farbenblinde, die durch eine normale Farbengleichung nicht zu befriedigen sind, geben, bei einer für farbentüchtige Beobachter vielfach starken (oder manchmal auch zu schwachen) Beleuchtung des Vergleichsweißes, normale Werte an. Verf. wiederholt seine Annahme, nach der nur die Zapfen die präzisierende Elemente sind, die Stäbchen aber nur für die Verteilung und Bildung des Sehpurpurs Bedeutung haben. Eine photochemische Zersetzung des Sehpurpurs reizt die Zapfen, und dieser Reiz veranlaßt die Sehimpulse, die die eigentliche Ursache der Lichtempfindung darstellen; die Qualität des Impulses, der je nach der Wellenlänge des erregenden Lichtes verschieden sei, bestimmt die Farbenempfindung. verschiedene Unterscheidungsvermögen des retino-zerebralen Apparats für die Qualität der Impulse sei die Ursache für die verschiedene Ausbildung des Farbensinnes.

K. HOB...

Elliot Q. Adams. A Comparison of the Fechner and Munsell scales of luminous sensation value. Journ. Opt. Soc. Amer. **6**, 932—939, 1922, Nr. 9. Adams und Cobb haben für den Zusammenhang zwischen Empfindung s und Helligkeit

(bei konstant gehaltener Adaptation des Auges) die Beziehung $s = \frac{B}{B+k}$ angegeben,

wo k eine, von der Adaptation abhängige Konstante ist. ($k = 0$ für Dunkeladaptation, $k = \infty$ für größte Helligkeit.) Wählt man als Ausgangspunkt nicht den Zustand der Dunkeladaptation, und drückt man s nicht wie oben in Bruchteilen des Maximums

Empfindungsstärke aus, so heißt die Gleichung allgemein: $s = s_0 + a \frac{B}{B+k}$. In

vorliegenden Arbeit zeigt Verf., daß diese Gleichung bei geeigneter Wahl von s_0 und k mit der Gleichung von Plateau — $s = s_0 + k' B^\varepsilon$ — und ihren Spezialisierungen $\varepsilon = \frac{1}{2}$ (Stefanini, Munsell s. u.), $\varepsilon = 1$ und für sehr kleine ε — $s = s_0 + k' e^{\varepsilon \lg B} = s_0 + k'(1 + \varepsilon \lg B)$, also dem Fechnerschen Gesetz, nahe übereinstimmt. Auch die Messungen von Priest, Gibson und Mc Nicolas an der Munsell-Skale (siehe diese Ber. **2**, 538, 1921) lassen sich durch die Formel des Verf. mit $k = 0,5$ wiedergeben. Es wird darauf hingewiesen, daß mit Rücksicht auf die deutliche Abhängigkeit der subjektiven Skale der Lichtempfindung von der Adaptation eine Grau-Skale nach der Albedo bestimmt werden soll und daß es nur für konstant gehaltene Adaptation des Auges einen Sinn hat, von der Lichtempfindung als Funktion der Intensität zu sprechen.

K. HOR...

Frederick W. Ellis. The study of visual processes by means of momentary retinal shadows. Journ. Opt. Soc. Amer. 6, 922—931, 1922, Nr. 9. Es werden geeignete Versuchsanordnungen angegeben, um die Dauer der Wahrnehmungen von Lichteinheiten (visual perceptions) messen zu können. Dabei geht Verf. von der Erklärung der genden, zuerst von Jastrow und Moorehouse beschriebenen Erscheinung aus. Läßt man eine dunkle Scheibe mit hellem (weißem oder farbigem) Sektor so rasch rotieren, so sieht sie gleichmäßig grau (oder gefärbt) erscheint und bewegt nun einen schwarzen, horizontal gehaltenen Stab parallel der Ebene der Scheibe langsam auf und ab, so ist man nunmehr auf dem grauen Untergrunde mehrere schwarze, horizontale Bänder erscheinen. Diese sollen dadurch zustande kommen, daß der Stab Teile des Sektors verdeckt, die wegen der raschen Bewegung des Sektors zu einem Ganzen verschmolzen werden. Diese momentane Verdunkelung des Sektors nennt Verf. den Netzschatten (retinal shadow) des Stabes und sieht in ihr die Ursache für das Zustandekommen des schwarzen Bandes. Je nach seiner Stellung verdeckt der Stab den Sektor in verschiedenen Höhen und, da jede Lichtwahrnehmung längere Zeit anhält, so erscheinen mehrere Bänder gleichzeitig. Kennt man die Umdrehungsgeschwindigkeit der Scheibe, so kann man aus der Zahl der gleichzeitig wahrgenommenen Bänder auf die Dauer der Lichtwahrnehmung schließen, da jedes Band einem ganzen Umlauf entspricht. Da diese Methode aber ungenau sein soll, wird eine andere Anordnung benutzt: der schwarze Stab ist koaxial mit der Scheibe befestigt und dreht sich, unabhängig von der Scheibe, vor dem Sektor. Es treten nun radiale, schwarze Streifen auf, deren Zustandekommen wie oben erklärt wird. Die Streifen bedecken, wie die Speichen eines Rades, die ganze Scheibe, wenn die Dauer des Lichteindrucks mindestens gleich der Umlaufszeit des Stabes ist. Man steigert also langsam die Umdrehungsgeschwindigkeit des Stabes und bestimmt diejenige Geschwindigkeit, bei der die Streifen die ganze Scheibe radförmig bedecken. Dies tritt, wie Verf. fand, bei einer Umdrehungsgeschwindigkeit von 150 pro Minute ein, entsprechend 0,4 sec für die Dauer der Lichtwahrnehmung. Diese Zeit soll weitgehend unabhängig von der Intensität, aber sehr stark von psychischen Faktoren (Aufmerksamkeit usw.) beeinflußt sein. Für diese Fragen und die Fehlerquelle, die die psychische Einstellung des Beobachters darstellt, sowie bezüglich Fragen erkenntnistheoretischer Natur, die Verf. berührt, sei auf das Original verwiesen.

K. HOROVITZ.

Heinrich Fischer. Messende Untersuchungen über das Purkinjesche Anomie im Nachbilde. Pflügers Arch. 198, 311—348, 1923, Nr. 3/4. Nachbildbeobachtungen bei Tagesbeleuchtung mit helladaptiertem Auge an den Hering-Rotheschen Momentpapieren ergaben unter Benutzung der Momentverschlußmethode im wesentlichen die von C. v. Hess beschriebene Periodik des Erregungsablaufes (6 Phasen). Obwohl zentral wie peripher ($60^{\circ} 27'$) war der Nachbildverlauf im Prinzip der gleiche. Einmal, durch Kontrast verfärbtes Infeld löste auch eine farbige Nachbildperiodik aus, jedoch besonders bei zentraler, weniger bei exzentrischer Abbildung des Infeldes. Im dunkeladaptierten, mindestens $1/2$ Stunde vor Lichteinfall getestetem Auge lösten kurzdauernde, farbige Lichtreize unter geeigneten Bedingungen eine doppelte Rhythmus, nämlich eine farbige und eine farblose aus; ganz besonders ausgesprochen erscheint die an das farbige Vorbild mit der Nachdauer der Reaktion sich anschließende, farblose, positive Phase. Die Helligkeit dieser farbigen Phase ist unter sonst gleichen Bedingungen je nach der Wellenlänge der verdeckten Lichtreize verschieden. Gelegentlich lösen farbige Lichtreize im dunkeladaptierten Auge auch ein farbloses Anklingen aus. Auch im Dunkelauge sind die Reaktionen im zentralen und exzentrischen Sehen im Wesen die gleichen.

Heterochromatische Helligkeitsgleichungen zwischen den 16 Pigmentpapieren u. Graustufen mit dem Hellauge im zentralen (fovealen) und exzentrischen (6° 27') Sehen ergaben in Bestätigung der Befunde A. Tschermaks an spektralen Lichtern, daß die exzentrischen Helligkeitswerte von den zentralen im Sinne des Purkinjeschen Phänomens abweichen. Analoge Helligkeitsbestimmungen im (fast) achromatischen Dämmerungssehen lassen gleichfalls im exzentrischen Sehen gegenüber dem zentralen eine relative Abnahme der Helligkeit langwelliger (roter und gelber) Lichter, eine relative Helligkeitszunahme kurzwelliger (grüner und blauer) Lichter nach Art des Purkinjeschen Phänomens erkennen. Mit Hilfe der unter 2 beschriebenen farblosen positiven Phase wurden Helligkeitsgleichungen im Nachbilde zwischen den Pigmentpapieren und farblosen Graustufen zentral und exzentrisch (6° 27') hergestellt. Die Unterschiede zwischen den zentralen und exzentrischen Helligkeitswerten sind qualitativ die gleichen wie im Hellauge und beim Dämmerungssehen, nämlich im Sinne des Purkinjeschen Phänomens gelegen. Der Vergleich der zentralen und exzentrischen Helligkeitswerte im Hellauge, im Dunkelauge und im Nachbilde ergibt: a) daß ein charakteristischer Unterschied zwischen der Helligkeitsverteilung für das farbensehende Hellauge und jener für das (fast) achromatische Dämmerungssehen, sowie jener für die farblosen Nachbildphasen besteht, welcher in beiden Fällen im Sinne des Purkinjeschen Phänomens gelegen ist; b) daß ein solcher Unterschied nicht nur im indirekten Sehen besteht, sondern auch für das Netzhautzentrum bzw. für den stäbchenfreien Bezirk. Derselbe kann sonach gleichfalls, wenn auch im geringeren Grade als die extrafoveale, stäbchenfreie Netzhaut das Purkinjesche Phänomen, also adaptative Änderungen zeigen, wodurch die Befunde Shermans, A. Tschermaks und E. Herings bestätigt werden; c) daß die farblosen Helligkeitswerte im Nachbilde von den chromatischen Helligkeitswerten für das Hellauge zum Teil noch stärker abweichen, als dies für die (fast) farblosen Helligkeitswerte im Dämmerungssehen gilt. Die Nachbildmethode gestattet sonach — speziell für langwellige (rote) Lichter — eine noch schärfere und bessere „Weißvalenzbestimmung“ als das Dämmerungsverfahren. Wie schon A. Tschermak fand — und durch obige Befunde wieder bestätigt wird —, sind die „Weißvalenzen“ einer regionalen und adaptativen Abhängigkeit unterworfen. Man kann somit ohne weitere Präzisierung nicht einfach von Lichtern „gleicher Weißvalenz“ sprechen. Der E. Heringsche Satz von der Doppelwirkung farbiger Lichter, daß jedes farbige Licht einen farblosen und einen farbigen Reizwert besitzt, bleibt davon unberührt bestehen. Eine befriedigende Lösung dafür, daß farbige Lichtreize im Dunkelauge eine farbige und eine farblose Rhythmus auslösen, läßt sich meines Erachtens zurzeit nicht geben. Man muß sich damit bescheiden, die Duplicität des Erregungsablaufes rein phänomenologisch in den Vordergrund zu stellen.

** Autoreferat

M. v. Rohr. Die Entwicklung der Brille. X. Naturwissensch. 11, 249—252. 1923. Nr. 13. Verf. berichtet in Fortsetzung seiner historischen Studien über verschiedene Arbeiten, die sich teils mit Brillenformen, teils mit kulturhistorischen Fragen, in Zusammenhang mit dem Brillenhandwerk befassen. Für den Physiker dürften die Hinweise auf die neu herausgegebene Arbeit von J. D. Hawkins von Interesse sein, die die Dreistärkenbrille behandelt, sowie die Arbeit des Verf. selbst über die Entwicklung der periskopischen Brillengläser (beide in der Central-Ztg. f. Opt. u. Mech. 1923 erschienen) und die Arbeit von Boeghold über Bildgröße und Sehschärfe der brillenbewaffneten Auges.

K. HOROVITZ

Stumpf. Stereo-Durchleuchtung. Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. 31, 92—99. 1923, Kongreßheft. [S. 1466.]

GLOCKE

7. Wärme.

H. J. Hoenen. Verallgemeinerung des Raoult'schen Dampfspannungsgesetzes. Rec. trav. chim. Pays-Bas **42**, 652—655, 1923. Verf. stellt die Beziehung des Raoult'schen Gesetzes $-dp/p = dx/m$ (p = Dampfspannung des reinen Lösungsmittels, m = Anzahl g-Moleküle des Lösungsmittels, in denen dx gelöste Substanz enthalten sind) und der Funktion ξ , dem thermodynamischen Potential, auf, und leitet schematisch her, daß das Gesetz auch in dem allgemeinen Fall, in dem das Lösungsmittel nicht rein ist, sondern schon die Substanzen $m_1 \dots m_n$ gelöst enthält, gilt. Das Resultat $-dp/p = dx/m$ hängt nur von der Menge m des Lösungsmittels, nicht aber von den gelösten Stoffen ab, die jedoch von Einfluß auf die Dampfspannung p sind.

* JOSEPHY.

W. Bennewitz und Franz Simon. Zur Frage der Nullpunktsenergie. ZS. Phys. **16**, 183—199, 1923, Nr. 3. Es wird versucht, die Frage, ob eine Nullpunktsenergie existiert, zu beantworten. Als Kriterium dient die Lindemannsche Schmelzleidkraftsformel (Phys. ZS. **11**, 609, 1910). Kennt man den Energieinhalt am Schmelzpunkt, das Atomvolumen und die Frequenz ν der schwingenden Teile, so kann man durch dieser Formel ihren Stoßdurchmesser berechnen und mit dem auf einem anderen Wege (z. B. der inneren Reibung der Gase) erhaltenen verglichen. Fester Wasserstoff erscheint für diesen Fall sehr geeignet, da er schon schmilzt, während seine spezifische Wärme noch stark im Entartungsgebiet ist, so daß sein kalorischer Energieinhalt am Schmelzpunkt (etwa 14° abs.) nur 5 cal beträgt gegen eine eventuelle Nullpunktsenergie von 200 cal (pro Oszillator nach Planck $\frac{h\nu}{2}$). Die Lindemannsche Formel muß für diesen Zweck jedoch erst erweitert werden, indem statt eines monochromatisch schwingenden Körpers ein Debyescher, und statt des klassischen Energieinhalts der aus der Quantentheorie folgende eingeführt wird. Die erhaltene Formel, die für große $\frac{T}{\beta\nu}$ in die Lindemannsche übergeht, wird zuerst am Quecksilber und Argon geprüft. Für Wasserstoff ergibt sich, daß der aus der inneren Reibung gefundene Stoßdurchmesser dem aus der Formel mit Nullpunktsenergie erhaltenen Wert bedeutend näher liegt als dem ohne Nullpunktsenergie berechneten. — In einem zweiten Teil wird als Kriterium die Troutonsche Regel herangezogen. Besteht eine Nullpunktsenergie, so müßte die gemessene Verdampfungswärme um diese kleiner sein als der aus der Troutonschen Regel folgende Wert. Bei den tiefstiedenden Substanzen, bei denen die Nullpunktsenergie beträchtlich gegen die Verdampfungswärme wird, müßten also die Troutonschen Koeffizienten kleiner als der Normalwert (20—22) werden, wie dies ja auch beobachtet worden ist. Bildet man jetzt die Quotienten $\frac{\lambda_s + E_0}{T_s}$ statt $\frac{\lambda_s}{T_s}$, wobei E_0 aus dem ν des festen Kondensates errechnet wird, so zeigt sich bei allen Substanzen, wo Versuchsmaterial vorliegt, sie auf den normalen Wert heraufrücken. — Aus diesen beiden Überlegungen folgt, daß die Existenz einer Nullpunktsenergie für wahrscheinlich erklärt. F. SIMON.

C. Kemble and J. H. Van Vleck. Theory of the temperature variation of the specific heat of hydrogen. Phys. Rev. (2) **21**, 381—382, 653—661, 1923, S. 5 und 6. Kurze Notiz über einen vor der Amer. Phys. Gesellschaft gehaltenen Vortrag. Verff. versuchen, anschließend an eine frühere Arbeit von Kemble (Phys. ZS. **11**, 156, 1918), den Verlauf der spezifischen Wärmes des Wasserstoffs durch

quantentheoretische Formeln wiederzugeben, die im wesentlichen von denselben sichtspunkten ausgehen wie die bekannte Arbeit von Reiche (Ann. d. Phys. 58, 1919). Während letzterer jedoch ein starres Hantelmodell zugrunde legt, benutzt Verff. ein elastisches. Sie berichtigen zunächst einen Fehler der früheren Arbeit, gelangen zu einer nicht angegebenen Formel, die in guter Übereinstimmung mit den Messungen zwischen 0° und 2000° abs. sein soll. Das Trägheitsmoment des Wassermoleküls wird zu $1,975 \cdot 10^{-41}$ g/cm² berechnet, die den Kernschwingungen entsprechende Wellenlänge zu $2,05 \mu$. — Ferner werden zwei empirische Formeln gegeben, die die Messungen zwischen 0 und 2300° C besser darstellen sollen. Piers Formeln:

$$C_v(\text{Wasserstoff}) = 4,87 + 0,539 \cdot 10^{-3} t + 0,146 \cdot 10^{-6} t^3,$$

$$C_v(\text{Wasser dampf}) = 6,03 + 4,2 \cdot 10^{-3} t - 4,07 \cdot 10^{-6} t^2 + 1,95 \cdot 10^{-9} t^3. \quad \text{F. SIMON}$$

Georg Keinath. Über die subjektiven Einstellfehler bei optischen Pyrometern. Stahl u. Eisen **43**, 9—12, 1923, Nr. 1. Verf. erörtert zunächst die Frage, welche Farbe für die Beobachtung mit Teilstrahlungspyrometern vom Typ des Wanner und Holborn-Kurlbaum(Glühfaden)-Pyrometers am günstigsten ist. Die eine Ursache für eine verschiedene Einstellungsgenauigkeit in verschiedenen Farben sei darin, daß infolge der Abhängigkeit der Augenempfindlichkeit und der Intensität der Strahlung des anvisierten Körpers von der Wellenlänge die Helligkeit in den verschiedenen Spektralgebieten verschieden ist. Aus der Kurve für die Augenempfindlichkeit von Ives (1912) und der für die Strahlungsintensität des schwarzen Körpers wird für zwei Farbfilter von der Wellenlänge λ (rot) = $0,65 \mu$ und λ (grün) = $0,55 \mu$ die relative Helligkeit des durch das Pyrometer tretenden Lichtes in Abhängigkeit von der Temperatur berechnet und gefunden, daß sie bei etwa 1100° gleich groß sind. Bei dieser Temperatur sind also beide Filter gleichwertig, unterhalb ist das rote Filter vorteilhafter. Beobachtungen zeigen tatsächlich, daß die Einstellfehler hinreichend mit diesen Berechnungen übereinstimmen. — Ferner vergleicht Verf. die Einstellgenauigkeit, die mit dem Holborn-Kurlbaum- und dem Wanner-Pyrometer von 30 verschiedenen geübten Beobachtern erzielt wird, und kommt zu folgendem Ergebnis: Beim Holborn-Kurlbaum-Pyrometer wird auch von ganz ungeübten Beobachtern bei Temperaturen von 800 bis 1000° C eine Genauigkeit von $\pm 10^\circ$, über 1000° von $\pm 5^\circ$ erzielt. Beim Wanner-Pyrometer im Gebiete der weiten Skalenteilung dagegen von ungeübten Beobachtern $\pm 20^\circ$, von geübten $\pm 10^\circ$. Fr. HOFFMANN

A. Perrier et Mlle H. Roux. Sur la calorimétrie électrique directe des températures élevées et son application au quartz cristallisé. Arch. phys. et nat. (5) **5**, 310—312, 1923, Juli/Aug. Die spezifische Wärme des kristallisierten Quarzes wächst langsam und kontinuierlich bis gegen 573° ; dann bleibt sie mit einem etwa 10 Proz. kleineren Werte merklich konstant bis 577° . Die Gesamtwärme zwischen 574 und 577° beträgt 4,0 cal/g. Werte und Zahlen werden nicht gegeben. SCHMID

P. E. Verkade und J. Coops jr. Calorimetrische Untersuchungen. IV. Bestimmung der Verbrennungswärme von Rohrzucker; eine Untersuchung der Eignung dieser Substanz als thermochemische Normalsubstanz. I. trav. chim. Pays-Bas **42**, 205—228, 1923. Das früher beschriebene unwe sentlich geänderte calorimetrische System wurde mit Benzoesäure und Naphthalin geprüft. Als Verhältnis der Verbrennungswärmen wurde der in der ersten Mitteilung angegebene Wert: Naphthalin : Benzoesäure = 1,5204 für in Luft gewogene Substanz bestätigt. Unter Zugrundelegung des 1922 festgesetzten Wertes der Verbrennungswärme

zesäure von 6324 cal₁₅₀/g (Luft) ergab sich als Verbrennungswärme des Rohrzuckers: 3946 cal₁₅₀/g (Luft) oder 3944 cal₁₅₀/g (Vakuum); das Verhältnis der Verbrennungswärmen von Benzoesäure und Rohrzucker ist 1,6025 (Luft), von Naphthalin und Rohrzucker 2,4362 (Luft). Ein kritisches Durchgehen der Literatur zeigt vollständige Übereinstimmung dieser Werte mit den exaktesten neueren Bestimmungen. Denüber den von verschiedenen Autoren gefundenen Schwierigkeiten stellen Verff. dar, daß Rohrzucker praktisch nicht hygroskopisch ist und sich leicht zu genügend kleinen Kugelchen pressen läßt. Dagegen läßt sich Zucker in der Bombe auch unter 35 Atm. nur mittels fremder Substanzen von großer Verbrennungswärme oder großer Verbrennungsgeschwindigkeit zur Entzündung bringen; auch dann neigt er sich zu unvollständiger Verbrennung (zu CO, Spuren von Ruß in der Bombe), so daß Fehler größer sind als bei Benzoesäure und Naphthalin. Zucker ist daher als Malsubstanz für kalorimetrische Zwecke nicht zu empfehlen.

*REGLIN.

W. Nusselt. Die Abhängigkeit des Wärmeüberganges von der Geschwindigkeit. Stahl u. Eisen **43**, 458—462, 1923, Nr. 14. Die Untersuchung ist auslaßt durch 2 Abhandlungen von Preussler (Dissert. Breslau, 1920, „Zur Theorie Berechnung von Wärmespeichern und Winderhitzern“, und Stahl u. Eisen **41**, 1921), in weichen die Auffassung, daß die Wärmeübertragung mit der Geschwindigkeit des Gas- oder Flüssigkeitsstromes zunähme, als irreführend abgelehnt wird. Nusselt beweist demgegenüber an Hand eines technischen Beispiels, des Wärmeüberganges in einem Luftheritzer, den dominierenden Einfluß der Geschwindigkeit. Auf Grund seiner Versuche für ein Rohr die Wärmeübergangszahl α mit der Geschwindigkeit w des hindurchströmenden Mediums zunimmt nach der Formel $\alpha = c_2 w^{0,786}$, wo c_2 eine Konstante ist, gilt für den Erhitzer die Gleichung

$$\frac{dQ}{dw} = c_1(t_0 - t_1) \left[1 - e^{-\frac{c_2 F}{c_1 w^{0,214}} \left(1 - \frac{0,214 c_2 F}{c_1 w^{0,214}} \right)} \right] \dots \dots \quad (1)$$

der Abhandlung steht infolge eines Druckfehlers statt des letzten Minuszeichens ein Pluszeichen. D. Ref.) In dieser Gleichung bedeutet Q die Wärme, die von einem Dampf von der Temperatur t_0 umspülten Röhrenbündel an Luft abgegeben wird, die mit der Temperatur t_1 in die Rohre tritt und sie mit der Geschwindigkeit w hindurchströmt. F ist die Heizfläche und c_1 definiert durch die Gleichung $W = c_1 w$, W den Wasserwert der stündlich durch den Erhitzer strömenden Luft bedeutet. Die rechte Seite der Gleichung (1) für jeden Wert von w positiv ist, so nimmt für jedes w mit zunehmendem w die übertragene Wärme zu. Der Verf. behandelt vier Fälle der Erhöhung der Geschwindigkeit: 1. durch Vermehrung der strömenden Wassermenge bei gleichbleibender Apparatur; 2. durch Veränderung der Anzahl und Länge der Rohre bei gleichbleibendem F ; 3. durch Verringerung des Querschnitts der Rohre bei gleichbleibender Querschnittsform, aber gleichbleibendem F ; 4. durch Verkleinerung des Rohrdurchmessers. In sämtlichen Fällen ergibt die Rechnung Vergrößerung der Wärmeübertragung mit der Geschwindigkeit, im vierten Fall sogar das paradox erreichende Ergebnis, daß mit abnehmendem Durchmesser, also mit abnehmender Heizfläche, aber bei gleichbleibender Wassermenge, die übertragene Wärmemenge beträchtlich zunimmt. Dieses wichtige Ergebnis ist einzig und allein dem günstigen Einfluß der Strömungsgeschwindigkeit auf die Wärmeübergangszahl zuzuschreiben. Verf. zeigt auch, daß nicht zu befürchten ist, daß man bei abnehmendem Querschnitt in das Gebiet der Laminarströmung kommt; man kann also durch Erhöhung der Geschwindigkeit jede beliebige Heizflächenbelastung Q/F erzielen. — Zum Schluß auf Versuche von Nusselt u. Jürges über die Kühlung einer heißen Platte.

durch einen an ihr vorbeistreichenden Luftstrom hingewiesen (Gesundheits-Ing. 1923, S. 641), bei denen von $W = 0$ bis 25 m sec^{-1} die Wärmeübergangszahl α von $5,0$ bis $75,6 \text{ kcal. m}^{-2} \cdot \text{h}^{-1} \cdot \text{Grad}^{-1}$ anstieg. MAX JA

ten Bosch. Temperaturverlauf in Wärmespeichern. Bull. Schweiz. Elektrotech. Ver. 14, 193—202, 1923, Nr. 4. „Der Autor leitet, ausgehend von der allgemeinen Fourierschen Differentialgleichung der Wärmeleitung Formeln ab zur Berechnung des Temperaturverlaufs in der Platte, und zwar für die vier möglichen Fälle der Wärmeaufnahme bzw. der Wärmeabgabe an den Grenzschichten. Am Beispiel einer einseitigen Erwärmung einer Platte durch eine Wärmequelle konstanter Temperatur wird der Temperaturverlauf in Funktion des Ortes und der Zeit genauer untersucht.“ MAX JA

H. F. Zanger. Analytische Behandlung der eindimensionalen Wärmeleitung in einer homogenen Platte. Bull. Schweiz. Elektrotech. Ver. 202—209, 1923, Nr. 4. Im Anschluß an eine Abhandlung von ten Bosch (s. v. Ref.) werden Gleichungen abgeleitet, die den Temperaturverlauf in Funktion des Ortes und der Zeit angeben bei eindimensionaler Wärmeströmung in einer homogenen Platte und Erwärmung derselben mit konstanter Leistung, wie auch bei Abkühlung von beliebigem Erwärmungszustande aus nach abgestellter Heizung. Der Temperaturverlauf wird außerdem für drei Beispiele errechnet und graphisch dargestellt. MAX JA

Heinrich Gröber. Der Wärmeübergang im Rohr bei veränderlicher Wandtemperatur. Gesundheits-Ing. 46, 241—243, 1923, Nr. 26. „Die Abhandlung zeigt, daß im Falle einer steigenden oder fallenden Rohrwandtemperatur auch bei noch großer Rohrlänge kein volliger Ausgleich der Flüssigkeitstemperatur an der Rohrwand stattfindet, sondern daß eine feste Differenz beider bestehen bleibt. Die Differenz ist in der Hauptsache von der Stärke des Anstieges oder Abfalls der Wandtemperatur und vom Rohrdurchmesser, in geringem Grade auch von der Strömungsgeschwindigkeit und der Temperaturleitfähigkeit der Flüssigkeit abhängig.“ MAX JA

Rudolf Richter. Die Erwärmungskurve bei zeitlich linearer Belastung und ihre Anwendung auf beliebige Belastungskurven. Elektrot. ZS. 449—450, 1923, Nr. 20. [S. 1461.] JA

W. P. Boynton and Arthur Bramley. A modification of van der Waals' equation. Phys. Rev. (2) 20, 46—50, 1922, Nr. 1. Die von den Verff. vorgeschlagene Gleichung lautet: $(p + a/v^2)(v - b) = R T/(1 + \psi^2/T^2)$, wobei ψ eine charakteristische Temperatur ist. Die Gleichung gibt das Verhalten von CO_2 und anderen Substanzen genauer wieder und führt zu besseren Werten für das Verhältnis $T_c/p_c v_c$. Es ist gezeigt, daß nicht nur die Energie, sondern auch die spezifische Wärme und die Entropie nach der neuen Gleichung beim absoluten Nullpunkt der Temperatur schwindend klein werden, wie es das Nernstsche Wärmethoerem erfordert. MAX JA

R. D. Kleeman. The absolute values of the electrical moments of atoms and molecules. Science (N. S.) 57, 747—748, 1923, Nr. 1487. Vorläufige Mitteilung über eine im Journ. of the Franklin Inst. im Druck befindliche Arbeit. Zunächst wird daran erinnert, daß auch schon starre Dipole wegen Bevorzugung der Lagen mit geringerer potentieller Energie überwiegend anziehende Wirkungen aufeinander ausüben müßten; von den durch Debye berücksichtigten Deformationen wird nicht

wiesen angesehen, daß sie für die resultierende Anziehung maßgebend seien. Um Zusatzannahmen, die durch die Rücksicht auf die Wärmebewegung notwendig werden, aus dem Wege zu gehen, soll die innere Verdampfungswärme am absoluten Nullpunkt verwendet werden, um die Momente zu berechnen. Es lasse sich nun zeigen, daß diese Verdampfungswärme durch den Ausdruck: $L_0 = 8,42 \frac{q_0}{m_a^2} \cdot M^2$ in g gegeben sei, wo m_a das absolute Gewicht eines Moleküls, q_0 die Dichte für $T = 0$ (nach Cailletet und Mathias extrapoliert), M das gesuchte elektrische Moment des Moleküls. Die Werte von L werden mittels des Ausdrucks $L = (q_1^2 - q_2^2)k$, q_1 und q_2 die Dichten von Flüssigkeit und Dampf, k eine individuelle Konstante des Materials, aus beobachteten auf $T = 0$ extrapoliert. Verf. hat gefunden, daß die für eine Reihe von Substanzen berechneten Werte angenähert durch $M = 10^{-19} \cdot \Sigma Z^{2/3}$ stellbar sind. Das Moment eines Moleküls scheine also als Summe der Atommomente berechenbar, und das Atommoment erscheint in einfacherem Zusammenhang mit der Ordnungszahl. Ersetzt man die Momente durch einfache Doublets mit den Ziffern Z_e , so fällt der Hebelarm mit $Z: x = 2,09 \cdot 10^{-10} \cdot Z^{-1/3} \text{ cm}$, ist aber schon H längst im Atominnern unterzubringen. KOSSEL.

A. Henglein und Hedwig Krüger. Dampfdruckmessungen von Stickoxyd. *f. anorg. Chem.* **130**, 181—187, 1923, Nr. 2/3. Das Stickoxyd wurde aus Nitrosylsulfatsäure mit Hg entwickelt und wiederholt fraktioniert. Zur Messung der Drucke wurde von 0,02 bis 3 mm Hg ein Mac Leod benutzt; für Drucke von 30 bis 950 mm wurde ein Hg-Manometer. Die Ergebnisse lassen sich gut durch folgende Formeln darstellen:

$$\text{Festes NO: } \log p_{(\text{mm Hg})} = -\frac{867,4}{T} + 10,1466$$

$$\text{Flüssiges NO: } \log p_{(\text{mm Hg})} = -\frac{681,1}{T} + 8,4440.$$

wurden einige thermische Daten berechnet: Schmelzpunkt: $-163,8^\circ \text{C}$, Dampfdruck an Schmelzpunkt: 165,7 mm Hg, Sublimationswärme beim Schmelzpunkt: 3980 cal, Verdampfungswärme: 3080 cal, Schmelzwärme: 900, Siedepunkt (1 Atm.): $-150,8^\circ \text{C}$. Der hohe Wert des Troutonschen Koeffizienten = 24,7 läßt auf Assoziation im flüssigen Zustand schließen. Ebenso ist der Ausdruck dp/dt verhältnismäßig groß; -150° entspricht der Temperaturänderung von 1° eine Druckänderung von 1 mm Hg. Die Dampfdrucke von NO eignen sich zur Temperaturmessung von 450° bis -163° . HENGLEIN.

W. Fitch Northrup. High temperature investigation. *Journ. Franklin Inst.* **195**, 665—686, 1923, Nr. 5. [S. 1464.] MIETHING.

elektrische Widerstandsofen (System Helberger). AEG-Mitteilungen **19**, 258, 1923, Nr. 8. Beschreibung des in der Allgemeinen Elektrizitätsgesellschaft gebauten elektrischen Widerstandsofens System Helberger für Temperaturen von 1000 bis 1400°C , bei dem der Tiegel selbst als Widerstandskörper ausgebildet ist. Durch Wegfall einer besonderen Heizwicklung werden Reparaturen weitgehend vermieden und ein besserer Wirkungsgrad durch die Verringerung des Wärmegefälles zwischen Körper und Schmelzgut erzielt. Der mit einem Reguliertransformator zusammenhängende Ofen, der für Tiegelinhalt von 700 g und 10 kg geliefert wird, ist kippbar und ist mit Heizspannungen von 5 bis 20 Volt. C. MÜLLER.

William Arthur Bone, Dudley Maurice Newitt, and Donald T. A. Towne
Gaseous Combustion at High Pressures. Part III. — The Energy-Abs-
bing Function and Activation of Nitrogen in the Combustion of Carb-
Monoxide. Proc. Roy. Soc. London (A) 103, 205—232, 1923, Nr. 721. Die Versu-
 der Verff. haben zu folgenden Hauptergebnissen geführt: 1. Stickstoff kann bei
 Verbrennung von Kohlenoxyd nicht mehr als ein indifferentes Gas betrachtet werden,
 es absorbiert vielmehr, einem Gemisch $2\text{CO} + \text{O}_2$ beigegeben, wenn die Verbrennung
 bei hohem Druck eingeleitet wird (z. B. beim Anfangsdruck von 50 Atm.), Energie
 dem System, und zwar weit mehr als andere zweiatomige Zugaben oder Argon. Hier-
 durch wird das Eintreten des Höchstdruckes weit mehr verzögert und das Verhältnis
 von Höchstdruck zu Anfangsdruck weit mehr verringert als aus der Verdünnung
 Mischung durch ein zweiatomiges Gas folgen würde. 2. Die so durch den Stickstoff
 bis zum Eintreten des Höchstdruckes absorbierte Energie wird bei der Abkühlung
 wieder langsam frei; die Abkühlung wird daher verzögert. 3. Eine ähnliche Energie-
 absorptionswirkung wie oben beschrieben, konnte bei Mischungen von $2\text{H}_2 + \text{O}_2$ in
 Gegenwart von Stickstoff nicht beobachtet werden. Daraus scheint hervorzugehen,
 daß Stickstoff die besonders bei der Verbrennung von Kohlenoxyd-Sauerstoffgemischen
 auftretende Strahlung absorbieren kann, während bei der Wasserstoff-Sauerstoff-Ex-
 plosion eine davon verschiedene Strahlung erfolgt, die nicht absorbiert wird. Zwischen
 CO- und N_2 -Molekülen (deren Dichte identisch ist) bestände hiernach eine in ihrer
 Konstitution begründete Beziehung, von der Art, daß die Schwingungsenergie, die
 eine beim Verbrennen abgibt, vom anderen leicht aufgenommen werden kann,
 bei zwei in Resonanz stehenden Systemen. 4. Die Gegenwart von Wasserstoff in
 einem $2\text{CO} + \text{O}_2 + 4\text{N}_2$ -Gemisch stört die erwähnte Energieabsorption des Stickstoffs
 so sehr, daß Wasserstoff ausgeschlossen werden muß, wenn ein beträchtlicher Stick-
 stoffeffekt erzielt werden soll. 5. Wenn kein Stickstoff dabei ist, so verbrennt Kohlenoxyd
 in Sauerstoff bei hohem Druck fast ebenso rasch wie Wasserstoff. Das übliche
 langsame Verbrennen von Kohlenoxyd (im Vergleich zu Wasserstoff) ist also wahrscheinlich
 nicht so sehr eine Eigenschaft dieses Gases als durch die Gegenwart von
 Stickstoff im Verbrennungsgemisch bedingt. — Die Verff. diskutieren ferner, woran
 die entdeckte Aktivierung des Stickstoffs zurückzuführen sein kann, und erwähnen
 drei theoretische Möglichkeiten. Von praktischer Bedeutung sei der Effekt zu
 bei der Unterdrückung von Wärme in der Explosionsperiode der Verbrennungs-
 maschinen.

MAX JAK

André Planiol. Influence de la vitesse et de la température sur les per-
 par frottements dans les moteurs à explosions. C. R. 176, 1044—1047, 1923.
 Nr. 16.

MAX JAK

Schmolke. Die neuesten Forschungen über den Temperaturverlauf und
 die Wärmespannungen in Verbrennungsmotoren. Die Wärme 46, 327—332, 1923,
 Nr. 30. Besprechung einer Untersuchung von Eichelberg (Forschungsarbeiten
 herausgegeben vom Ver. dtsch. Ing., Heft 263) und Auszug daraus.

MAX JAK